

Hall-Effekt Messungen in Metall-Edelgas Mischungen am Metall-Isolator Übergang

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie
an der

Ruhr-Universität Bochum

von

Magnus Rohde

aus

Castrop-Rauxel

Bochum 1987



Hall-Effekt Messungen in Metall-Edelgas Mischungen am Metall-Isolator Übergang

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften**

der

Abteilung für Physik und Astronomie

an der

Ruhr-Universität Bochum

von

Magnus Rohde

aus

Castrop-Rauxel

Bochum 1987

Messungen in Metall-Elektrolyt-Mischungen
am Metall-Elektrolyt-Übergang

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der
Ruhr-Universität Bochum

von

Dissertation eingereicht am ...22..9..1987.....
Tag der mündlichen Prüfung4..11..1987.....
ReferentProf. Dr. H. Micklitz.....
KoreferentProf. Dr. M. Rosenberg.....

Bochum 1987

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung	1
II. Theoretische Grundlagen	2
2.1 Der Metall-Isolator Übergang	2
2.2 Granulare, metallische Systeme	3
2.2.1 Perkolation und Transportprozesse	4
2.2.2 Kritisches Verhalten der Transportparameter in perkolierenden Systemen	7
2.2.3 Der Magnetowiderstand in perkolierenden Strukturen	8
2.3 Ungeordnete, metallische Systeme	11
2.3.1 Lokalisation durch Unordnung	11
2.3.2 Elektron-Elektron Wechselwirkung	15
2.3.3 Kritisches Verhalten der Transportparameter	18
2.3.4 Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Transportparameter	20
2.4 Der Übergang von der Perkolation zur Lokalisation	24
III. Experimentelle Einzelheiten	28
3.1 Kryostat	28
3.2 Herstellung der Metall-Edelgas Mischungen	30
3.3 Messung der Leitfähigkeit und der Hall-Spannung	33
3.4 Meßwerterfassung	39
3.5 Fehlerbetrachtung	41
IV. Ergebnisse und Diskussion	43
4.1 Granulare Sn:Ar-Mischungen	43
4.1.1 Verhalten der Transportparameter an der Perkolationsschwelle in Sn:Ar	44
4.1.2 Vergleich von Theorie und Experiment	48
4.1.3 Der Magnetowiderstand in Sn:Ar	52
4.2 Amorphe Bi:Kr-Mischungen	56
4.2.1 Kritisches Verhalten der Magneto- transportparameter in Bi:Kr	57
4.2.2 Vergleich experimenteller Ergebnisse mit der Lokalisationstheorie	62
4.3 Vergleich : Sn:Ar - Bi:Kr	66
V. Zusammenfassung	69
VI. Literaturverzeichnis	71

I. Einleitung

Die elektronischen Transporteigenschaften von metallischen Systemen, die bei einem bestimmten kritischen Metallvolumenanteil oder einer kritischen Elektronendichte einen Metall-Isolator Übergang (MIÜ) aufweisen, der verursacht wird entweder durch Perkolationseigenschaften des Systems oder durch Lokalisationsphänomene, sind gerade in den letzten Jahren verstärkt untersucht worden /1,2/. Während es eine große Zahl von Arbeiten gibt, die das kritische Verhalten der Leitfähigkeit am MIÜ studieren, beschäftigen sich nur einige wenige mit dem Verhalten des Hall-Koeffizienten in der Nähe der kritischen Metallkonzentration. Für ungeordnete Systeme, in denen die Lokalisation den Übergang bewirkt, existiert bisher nur eine theoretische /3/ und eine experimentelle Arbeit /4/, die für den Hall-Koeffizienten und die Hall-Leitfähigkeit einen kritischen Exponenten angeben kann. Für perkolierende Systeme gibt es zwar einige theoretische Modelle für das Verhalten des Hall-Koeffizienten am MIÜ /5,6,7/, jedoch stand die experimentelle Bestätigung bis vor kurzem noch aus /8/.

In dieser Arbeit sollen die Ergebnisse der Hall-Effekt Messungen an Metall-Edelgas Mischungen in der Nähe des MIÜ vorgestellt werden. Eine wichtige Zielsetzung war dabei neben anderen, das kritische Verhalten der Leitungselektronendichte, die verknüpft ist mit dem Hall-Koeffizienten, zu studieren. Im einzelnen wurden zwei Systeme untersucht, die sich hinsichtlich der Mechanismen, die zum MIÜ führen, unterscheiden. Diese Systeme sind granulares Sn:Ar, wo die Perkolation den Übergang bewirkt, und amorphes Bi:Kr, in dem die Lokalisation der Elektronen für den MIÜ verantwortlich ist. Die Ergebnisse dieser Arbeit bieten die Möglichkeit, existierende Theorien zu testen oder deren Gültigkeitsbereich abzuschätzen. Weiterhin können sowohl experimentell ermittelte als auch theoretisch berechnete kritische Exponenten auf ihre Universalität hin überprüft werden.

II. Theoretische Grundlagen

2.1 Der Metall-Isolator Übergang

Das Hauptunterscheidungsmerkmal von Metallen und Isolatoren ist die endliche Gleitstromleitfähigkeit der ersteren gegenüber einer verschwindenden Leitfähigkeit der letzteren Gruppe. Der MIÜ trennt daher zwei physikalisch unterschiedliche Bereiche, die sich durch ihre Gleitstromleitfähigkeit charakterisieren lassen.

Obwohl die Mechanismen, die zu einem solchen Übergang führen können, sehr vielfältig sind, sollen in dieser Arbeit nur zwei Gruppen von Systemen vorgestellt werden. In der ersten Gruppe ist die Unordnung der entscheidende Mechanismus, der zur Lokalisation von vorher freien Ladungsträgern führt und damit schließlich zum MIÜ, während in der zweiten Gruppe der MIÜ geometrische Ursachen hat und im Rahmen der Perkolationstheorie erklärt werden kann. Lokalisationseffekte lassen sich vor allem in amorphen Metallen und dotierten Halbleitern beobachten /1/, also dort, wo die Unordnung der Gitterbausteine einen Einfluß auf den Elektronentransport hat. Effekte der Perkolation dagegen treten in granularen metallischen Systemen auf, in denen die Metallcluster eingebettet sind in eine isolierende Matrix /2/. Hier führt eine Erniedrigung des Metallanteils schließlich zum MIÜ.

Perkolation- und Lokalisationsübergänge unterscheiden sich durch das kritische Verhalten der Transportparameter in der Nähe des MIÜ. Es gibt jedoch heute theoretische Überlegungen /9/ und experimentelle Hinweise /10/, daß in allen Systemen, die Perkolationseffekte aufweisen, auch Lokalisationseffekte zu sehen sind, wenn ein bestimmter Abstand zum MIÜ unterschritten wird. Dieser Abstand ist systemspezifisch und abhängig von charakteristischen Längenskalen, die noch genauer erläutert werden sollen.

2.2 Granulare metallische Systeme

Techniken, die es erlauben Mischungen von Metallen und Isolatoren herzustellen, sind seit langem bekannt /11/. Diese Mischungen zeigen interessante strukturelle Eigenschaften. Für den Fall, daß das Metall und der Isolator nicht ineinander löslich sind, - nur diese Fälle sollen hier betrachtet werden -, entstehen bei gemeinsamer Deposition auf einem Substrat granulare Strukturen, d. h.: das System besteht aus kristallinen, metallischen "Körnern", die umgeben sind von der isolierenden Substanz, die sowohl amorphe als auch kristalline Struktur haben kann. Typische mittlere Korngrößen sind von der Größenordnung 100 Å. Bei diesen Strukturen handelt es sich um wohldefinierte metallische Bereiche, die voneinander getrennt sind durch isolierende Zonen, deren Breite statistisch verteilt ist. Der makroskopische Widerstand variiert mit dem Metallvolumenanteil. Dessen Verhalten als Funktion des Metallanteils kann beschrieben werden mit Hilfe der Perkolationstheorie.

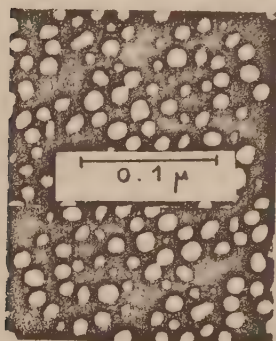


Fig. 2.1a Granulares Al:Ge, aufgedampft bei 20°C, Al ist kristallin, Ge amorph /2/.

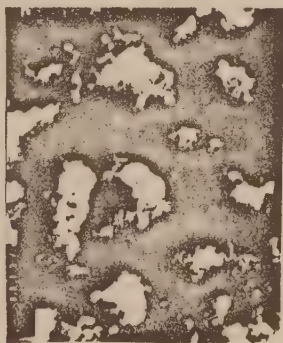


Fig. 2.1b "Random Composite" Al:Ge, aufgedampft bei 180°C, Al und Ge sind kristallin /2/.

Systematische Untersuchungen zeigen, daß neben den granularen Strukturen auch sogenannte "random composites" existieren. Anders als in granularen Systemen lassen sich in den "random composites" die metallische und die isolierende Phase auf Grund ihrer strukturellen Eigenschaften nicht mehr unterscheiden (s. Fig. 2.1).

2.2.1 Perkolation und Transportprozesse

Viele Eigenschaften von granularen metallischen Systemen, insbesondere deren Transporteigenschaften, lassen sich innerhalb eines Perkulationsmodells erklären. In diesem Modell werden auf einem unendlich großen, periodischen Gitter mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein Gitterplatz besetzt (site-percolation) oder zwei benachbarte Gitterplätze miteinander verbunden (bond-percolation) /12/. Sind mehrere benachbarte Gitterplätze besetzt oder miteinander verbunden, spricht man von einem Cluster bzw. Netzwerk. Oberhalb einer bestimmten kritischen Wahrscheinlichkeit oder Besetzungszahl entsteht ein unendlicher Cluster oder unendliches Netzwerk.

Ein fundamentales Problem der Perkolationstheorie ist die Frage nach dem Wert des Perkolationsschwellwerts p_c , d.h.: bei welcher Wahrscheinlichkeit p_c sich zum ersten Mal ein unendliches Netzwerk bildet. Dieses Problem kann mit Hilfe von mathematischen Modellen und Computersimulation gelöst werden /13/. Weitere Fragestellungen der Perkolationstheorie sind das Verhalten des unendlichen Netzwerkes oberhalb p_c und die Entwicklung der mittleren Clustergröße unterhalb p_c . Fast alle für die Perkolation charakteristischen Größen verhalten sich gemäß Potenzgesetzen als Funktion des Abstandes von p_c . Zum Beispiel läßt sich das Verhalten der mittleren Clustergröße S und des typischen Clusterradius ξ beschreiben durch:

$$S \propto (p_c - p)^{-\gamma} \quad (2.1a)$$

$$\xi \propto (p_c - p)^{-s} \quad p \leq p_c \quad (2.1b)$$

Die Größen γ und s werden kritische Exponenten genannt. Diese Exponenten sind universell, d.h.: unterschiedliche Perkulationsmodelle der gleichen Dimension - zum Beispiel unterschiedliche Gittermodelle - ergeben den gleichen Wert der kritischen Exponenten. Diese sind aber nur abhängig von der Dimension des Systems, jedoch nicht von den Einzelheiten der mikroskopischen Struktur. Allerdings gilt dies nur unter der Voraussetzung, daß die Korrelationslänge ξ sehr viel größer ist als der Abstand benachbarter Gitterplätze. Da die Korrelationslänge ξ jedoch an der Stelle p_c divergiert, ist diese Voraussetzung in der Nähe der Perkulationsschwelle immer erfüllt.

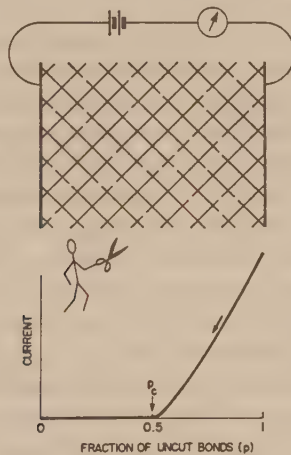


Fig. 2.2 Netzwerk mit statistisch verteilten Unterbrechungen als Beispiel eines Perkulationsmodells /14/.

Eine von vielen Anwendungen der Perkulationstheorie ist die Untersuchung der Leitfähigkeit von zufälligen Widerstands-



netzwerken, insbesondere im Hinblick auf die Transporteigenschaften von Metall-Isolator Mischungen /15, 16/. In diesem Netzwerk ist jeder besetzte Platz oder bestehende Verbindung ein Leiter und jeder unbesetzte Platz bzw. nicht bestehende Verbindung ein Isolator. Strom kann hier nur fließen, wenn es einen durchgehenden, metallischen Pfad gibt, oder anders formuliert, wenn ein unendlicher Cluster existiert. Das bedeutet, daß die Leitfähigkeit σ des Widerstandsnetzwerkes endlich ist oberhalb p_c und verschwindet unterhalb p_c . Für $p > p_c$ läßt sich die Leitfähigkeit σ dann beschreiben durch ein Potenzgesetz:

$$\sigma \propto (p - p_c)^t \quad (2.2)$$

wobei t der kritische Exponent der Leitfähigkeit ist.

Mit Hilfe solcher Modelle läßt sich über Computersimulationen das Verhalten der Transportprozesse in Metall-Isolator Mischungen untersuchen. Beim Vergleich solcher, in gewisser Weise künstlicher Widerstandsnetzwerke mit realen Systemen sind jedoch Unterschiede zwischen Modell und experimenteller Wirklichkeit zu berücksichtigen. Bei der Herstellung der Metall-Isolator Mischung entsteht keine homogene Mischung, sondern in den meisten Fällen - über Ausnahmen soll später noch die Rede sein - bilden sich Metallcluster in einer isolierenden Matrix. Die Bausteine des Perkulationsmodells sind hier nicht mehr einzelne Gitterplätze eines unendlichen, periodischen Gitters, sondern metallische Körner, deren Durchmesser in der Größenordnung von etwa 100 Å liegt. Der MIÜ wird dann nicht mehr bestimmt durch die kritische Besetzungswahrscheinlichkeit p_c , sondern durch den kritischen Volumenanteil v_c des Metalls. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß nicht alle Bereiche des unendlichen Clusters zur Leitfähigkeit beitragen, da einige seiner Zweige in "Sackgassen" enden /17/.

2.2.2 Kritisches Verhalten der Transportparameter in perkolierenden Systemen

Bei dem Übergang vom Metall zum Isolator handelt es sich um einen Phasenübergang oder kritisches Phänomen. Aus diesem Grund wird das Verhalten der Transportparameter in der Nähe des MIÜ als kritisches Verhalten bezeichnet.

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt erwähnt wurde, verhält sich die Leitfähigkeit σ gemäß einem Potenzgesetz /15/:

$$\sigma \propto (v - v_c)^t \quad (2.3)$$

wobei v die aktuelle Volumenkonzentration des Metalls ist, v_c die kritische Volumenkonzentration und t der kritische Exponent. Computersimulationen innerhalb von zufälligen Widerstandsnetzwerken ergaben Werte für den kritischen Exponenten der Leitfähigkeit von $t = 1.63$ /18/, $t = 1.7$ /12/ und $t = 2.0$ /19/ in drei Dimensionen (3D). In zweidimensionalen Systemen hat der kritische Exponent Werte von $t = 1$ bis $t = 1.3$. Experimentelle Untersuchungen an granularen Metall-Isolator Mischungen fanden Werte von $t = 1.6 - 1.9$ /20, 21/ in 3D und $t = 1 - 1.2$ /22, 23/ in 2D. Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment kann als befriedigend angesehen werden.

Während das kritische Verhalten der Leitfähigkeit relativ gut untersucht ist, sowohl theoretisch als auch experimentell, ist das Verhalten des Hall-Koeffizienten R_H als Funktion des Abstandes von der kritischen, metallischen Volumenkonzentration noch mit Fragen behaftet. Theoretische Rechnungen innerhalb unterschiedlicher Modelle führen zu teilweise widersprüchlichen Ergebnissen. Cohen und Jortner /24/ kamen mit Hilfe von Rechnungen innerhalb einer effektiven Medium Theorie zu dem Ergebnis, daß der Hall-Koeffizient als Funktion der metallischen Volumenkonzentration keine Singularität aufweist, also an der Perkolationsschwelle einem konstanten Wert zustrebt. Im Gegensatz dazu ergaben Computer-

simulationen an zufälligen Widerstandsnetzwerken /25/, daß der Hall-Koeffizient am MIÜ divergiert. Jedoch gibt es zwischen den unterschiedlichen Rechnungen, die kritisches Verhalten des Hall-Koeffizienten vorhersagen, zum Teil erhebliche Diskrepanzen in den Werten des kritischen Exponenten /26,27/. Nach diesen Ergebnissen verhält sich der Hall-Koeffizient R_H gemäß einem Potenzgesetz :

$$R_H \propto (v - v_c)^{-g} \quad (2.4)$$

wobei v und v_c die gleiche Bedeutung haben wie in Gl. 2.3. Der kritische Exponent g kann nach den Ergebnissen der Computersimulationen Werte annehmen von $g \approx 0.3 - 1.0$. Diese Werte gelten für 3D-Systeme. In 2D-Systemen ist $g = 0$, R_H bleibt also konstant in der Nähe der Perkolationsschwelle /26/.

Messungen des Hall-Koeffizienten in zweidimensionalen Au-Filmen konnten den theoretischen Wert von $g = 0$ bestätigen. R_H zeigte hier konstantes Verhalten für eine ganze Reihe von Proben, deren Widerstand über mehr als zwei Größenordnungen variierte /28/. Für 3D-Systeme gibt es bisher noch keine experimentelle Arbeit, die einen Wert für den kritischen Exponenten g angeben konnte. Hall Effekt Messungen als Funktion des Probenwiderstandes wurden durchgeführt an dicken, granularen W- und Al-Filmen /29,30/, wobei die isolierende Matrix von den jeweiligen Metalloxiden gebildet wurde. Jedoch konnten die Autoren den Volumenanteil des Metalls in ihren Proben nicht bestimmen, also auch keine kritischen Exponenten angeben.

2.2.3 Der Magnetowiderstand in perkolierenden Strukturen

Das kritische Verhalten des Magnetowiderstandes in perkolierenden Systemen ist bisher nur wenig untersucht worden. Seit kurzem existiert eine theoretische Arbeit /31/, die das Magnetowiderstandsverhalten als Funktion des Abstandes von der Perkolationsschwelle beschreibt. Das theoretische Modell wurde entwickelt für eine Mischung eines guten Leiters mit der Leitfähigkeit σ_M (Widerstand ρ_M) und einem schlechten Leiter mit der Leitfähigkeit σ_I (Widerstand ρ_I).

Das kritische Verhalten der effektiven Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma_e$ ist relativ kompliziert und wird beschrieben durch folgende Beziehung :

$$\Delta\sigma_e = \Delta\sigma_{M\perp} \cdot \Delta v^t \cdot A_M + \Delta\sigma_{I\perp} \cdot \Delta v^{-s} \cdot A_I + \Delta\sigma_{M\parallel} \cdot \Delta v^t \cdot B_M + \Delta\sigma_{I\parallel} \cdot \Delta v^{-s} \cdot B_I + \frac{(\sigma_{HM} - \sigma_{HI})}{\sigma_M} \cdot \Delta v^{t_M \cdot H} \quad (2.5)$$

mit $\Delta v = v - v_c$

$\Delta\sigma_{M\perp}$, $\Delta\sigma_{M\parallel}$, $\Delta\sigma_{I\perp}$, $\Delta\sigma_{I\parallel}$: Magnetoleitfähigkeiten

Index M = guter Leiter

I = schlechter Leiter

$\perp$ = transversale Komp.

$\parallel$ = longitudinale "

σ_{HM} , σ_{HI} : Hall-Leitfähigkeit des guten bzw. schlechten Leiters

σ_M : Leitfähigkeit des guten Leiters

A_M , A_I , B_M , B_I , H : Konstanten für $v > v_c$

t , s , t_M : kritische Exponenten

Die Größen t und s sind kritische Exponenten der Leitfähigkeit, wobei t bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurde, dagegen ist s nur relevant für Mischungen eines guten und schlechten Leiters. In diesem Fall ist auch unterhalb v_c die effektive Leitfähigkeit endlich und es gilt :

$$\sigma_e = (v - v_c)^{-s} \quad v < v_c \quad (2.6)$$

Für ein 3D-System ist der theoretische Wert von $s = 0.7 / 32$.

Der kritische Exponent t_M wurde innerhalb des theoretischen Modells /31/ neu eingeführt. Ein genauer Wert für diesen

Exponenten kann von der Theorie nicht angegeben werden, sondern nur dessen obere und untere Grenzen mit $0.89 \leq t_M \leq 2.0$ abgeschätzt werden.

Mit Hilfe dieses Modells läßt sich auch der Magnetowiderstand in einer Metall-Isolator Mischung beschreiben. In diesem

Fall verschwinden in Gleichung 2.5 der 2. und der 4. Term, da im Isolator die Leitfähigkeit den Wert null hat. Ebenso ist auch $\sigma_{HI} = 0$.

In einem Experiment ist es oft einfacher, den relativen Magnetowiderstand $\Delta\rho/\rho$ zu bestimmen statt der Magneto-leitfähigkeit $\Delta\sigma$. Für das kritische Verhalten des effektiven, relativen Magnetowiderstandes sagt die Theorie folgendes voraus :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\rho_e} &\approx C_M \cdot \Delta v^0 + C_I \cdot \Delta v^{-t-s} \\ &+ (B^2 \cdot R_M^2 / \rho_M^2) (1 - \Delta v^{t_M-t}) \\ &+ (B^2 \cdot R_I^2 / \rho_I^2) (\rho_M/\rho_I) \Delta v^{-t-s} \\ &+ 2 \cdot (B^2 \cdot R_M \cdot R_I) / (\rho_M \rho_I) \cdot (\Delta v^{-g} + \Delta v^{t_M-t}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

für $v > v_c$.

Dabei sind B : Magnetfeld

R_M, R_I : Hall-Koeffizient des guten, schlechten Leiters

ρ_M, ρ_I : spezifische Widerstände der beiden Leiter

t, s, g, t_M : kritische Exponenten

C_M, C_I : Konstanten

Ist die zweite Komponente ein idealer Isolator ($\rho_I \rightarrow \infty$), so verschwindet der 2. und 4. Term in Gleichung 2.7, jedoch ist letztlich noch nicht geklärt, wie sich der 5. Term in diesem Falle verhält, da außer $\rho_I \rightarrow \infty$ auch $R_I \rightarrow \infty$ strebt.

2.3 Ungeordnete metallische Systeme

Im folgenden sollen die speziellen Transporteigenschaften von ungeordneten Metallen bzw. metallischen Systemen beschrieben werden. Die Unordnung kann in diesen Systemen sowohl durch statistische Abweichungen der Gitterbausteine von regulären Gitterpositionen hervorgerufen werden, wie es der Fall ist in amorphen Metallen, als auch durch statistische Verteilung von Verunreinigungen, die als Streuzentren wirken. Zur letzteren Gruppe zählen die dotierten Halbleiter, wo die Dotieratome zwar auf regulären Gitterplätzen sitzen, jedoch innerhalb des Gitters zufällig verteilt sind. In solchen ungeordneten Systemen kommt es zu Abweichungen vom Boltzmannschen Transportverhalten, die um so größer sind, je stärker die Unordnung ausgeprägt ist.

2.3.1 Lokalisation durch Unordnung

In einem perfekten Kristall können sich Elektronen bei der Temperatur $T = 0$ ungestört bewegen. Diese lassen sich dann charakterisieren durch eine ausgedehnte Wellenfunktion (WF) :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} |\psi(r)|^2 \neq 0 \quad (2.8)$$

In einem solchen System ist die Leitfähigkeit σ unendlich, die charakteristische Stoßzeit τ , die die Zeit zwischen zwei Stößen angibt, und die mittlere freie Weglänge l sind ebenfalls unendlich groß. Das Gitter eines realen Kristalls ist durch Verunreinigungen und Defekte gestört. Elektronenstreuung an diesen Störstellen führt zu einer endlichen Stoßzeit τ und einer endlichen, mittleren freien Weglänge l . Daher ist hier die Gleichstromleitfähigkeit σ endlich und wird innerhalb der Boltzmannschen Transporttheorie beschrieben durch

$$\sigma_B = \frac{e^2 n \tau}{m} \quad (2.9)$$

wobei e die Elementarladung, n die Ladungsträgerdichte und m die Masse der Ladungsträger ist. Diese Beziehung gilt

unter der Voraussetzung, daß die mittlere freie Weglänge ℓ groß ist gegenüber dem Abstand nächster Nachbarn a , also $\ell \gg a$. Die Streuung an Defekten und Verunreinigungen bewirkt eine eher diffusive Bewegung der Elektronen. Trotzdem ist die WF immer noch ausgedehnt. Eine weitere Verstärkung der Unordnung - z. B. durch Erhöhung der Konzentration von Defekten oder Verunreinigungen - führt zunächst zur schwachen Lokalisation, d.h.: zu sogenannten Vorboten der Lokalisation, die Abweichungen von der Boltzmannschen Leitfähigkeit σ_B bewirken. Dies sind jedoch nur kleine Korrekturen zu σ_B

$$\sigma_B = \sigma_B + \delta\sigma \quad , \quad (2.10)$$

die als Störung betrachtet werden können. Bei einem bestimmten kritischen Wert der Unordnung bzw. der Konzentration der Verunreinigungen tritt schließlich der MIÜ auf. Elektronenzustände sind dann vollständig lokalisiert und deren WF nicht mehr ausgedehnt, sondern sie fällt exponentiell ab mit einer charakteristischen Längenskala ξ , der Lokalisationslänge.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} |\Psi(r)|^2 \propto \lim_{r \rightarrow \infty} e^{-r/\xi} = 0 \quad (2.11)$$

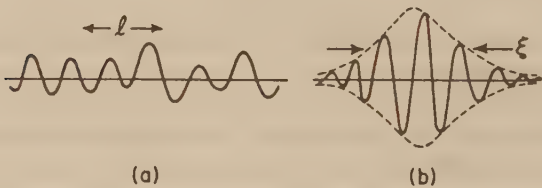


Fig. 2.3 Typische WF (a) eines ausgedehnten Zustandes mit mittlerer freier Weglänge ℓ ; (b) lokalisierter Zustand mit Lokalisationslänge ξ

Überlegungen, daß sich die Leitfähigkeit als Funktion der Unordnung zumindest qualitativ auf diese Weise beschreiben läßt, und auch eine erste quantitative Definition des Begriffs

"Lokalisierung" gehen zurück auf eine Arbeit von P.W. Anderson aus dem Jahre 1958 /33/. In dieser Arbeit wurde ein regelmäßiges dreidimensionales Punktgitter als Modell verwendet, auf dessen Gitterplätzen jeweils ein Atom sitzt. Ein Elektron bewegt sich dann in diesem Gitter unter dem Einfluß potentieller Energie V_i von jedem Atom, wobei der Index i alle Gitterplätze durchnummeriert. Sind alle V_i identisch, kann sich das Elektron ungestört bewegen, die Energiezustände der Elektronen lassen sich beschreiben durch ein scharf begrenztes Energieband mit einer Bandbreite J . Statistische Schwankungen der potentiellen Energie V_i um Werte zwischen $-U_0/2$ und $+U_0/2$ bringen Unordnung in das System und führen zu einem Energieband, dessen Ränder verschmiert sind. Die Zustände in den Bandrändern sind lokalisiert und liefern keinen Beitrag zur Leitfähigkeit bei $T = 0$. Wird die Unordnung vergrößert, - ein Maß für die Unordnung ist das Verhältnis (U_0/J) - werden immer größere Bereiche des Energiebandes lokalisiert, bis bei einem kritischen Wert $(U_0/J)_{\text{krit}}$ alle Zustände im Band lokalisiert sind. Die Gleichstromleitfähigkeit σ bei $T = 0$ geht am Anderson-Übergang kontinuierlich gegen Null (s. Fig. 2.5).

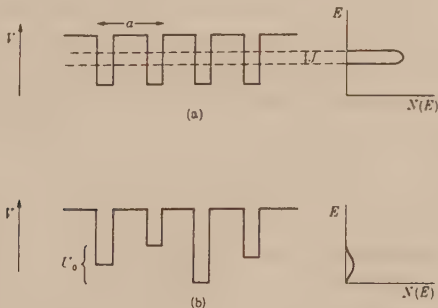


Fig. 2.4 (a) Potentielle Energie eines kristallinen Gitters.
 (b) Potentielle Energie eines ungeordneten Gitters. In beiden Fällen ist die Zustandsdichte dargestellt /34/.

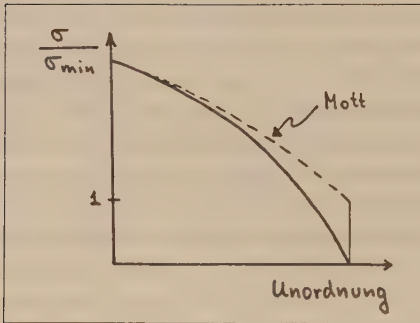


Fig. 2.5 Verhalten der Leitfähigkeit als Funktion der Unordnung. Die durchgezogene Linie beschreibt den Übergang im Anderson-Modell, die gestrichelte einen MIÜ nach Überlegungen von Mott /35/.

Nach einem Modell von Mott /35/ sollte der MIÜ jedoch diskontinuierlich verlaufen, wobei die Leitfähigkeit am Übergang von einem endlichen, minimalen Wert $\sigma_{\min}$ auf Null springt. Diese Überlegungen und auch die Existenz einer minimalen Leitfähigkeit konnten bis heute experimentell nicht bestätigt werden. In Tieftemperaturexperimenten /36/, die in den letzten 3-4 Jahren durchgeführt wurden, konnten Leitfähigkeiten gemessen werden, die weit unterhalb der Mott'schen minimalen Leitfähigkeit lagen.

Das Verschwinden der Leitfähigkeit σ am MIÜ wird bestimmt durch eine charakteristische Energie E_c , - die sogenannte Mobilitätskante -, die lokalisierte Zustände von ausgedehnten trennt. Elektronen mit Energien $E < E_c$ sind lokalisiert, solche mit $E > E_c$ ausgedehnt. Da in einem Metall Elektronen die charakteristische Energie E_F (Fermienergie) besitzen, bestimmt die Lage von E_F in Bezug auf E_c , ob das System ein Isolator oder ein Metall ist. Experimentell kann die Lage der Fermienergie durch Verrin-

gerung oder Vergrößerung der Elektronendichte verändert und auf diese Weise ein MIÜ hervorgerufen werden.

Am Anderson-Übergang verschwindet die Leitfähigkeit gemäß einem Potenzgesetz /37/ :

$$\sigma \propto (E_F - E_C)^\nu, \quad (2.12)$$

dabei ist ν der kritische Exponent. Störungstheoretische Rechnungen innerhalb einer Skalentheorie der Lokalisation ergaben in 3D einen kritischen Exponenten $\nu \approx 1/38$.

In Dimensionen $D < 3$ existiert kein MIÜ. Die kleinste Unordnung führt dort bei $T = 0$ zu isolierendem Verhalten.

Abschließend sei hier noch bemerkt, daß sowohl bei der Entwicklung des Anderson-Modells als auch bei den Rechnungen zum kritischen Verhalten der Leitfähigkeit die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronenzuständen nicht berücksichtigt wurde. Der mögliche Einfluß von langreichweitigen Elektron-Elektron Wechselwirkungen auf den MIÜ soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

2.3.2 Elektron - Elektron Wechselwirkung

Im vorhergehenden Abschnitt wurde erläutert, daß Unordnung zu Modifikationen des Leitfähigkeitsverhaltens eines metallischen Systems führt im Zusammenhang mit der diffusiven Bewegung der Elektronen. Bei Annäherung an den MIÜ wird die mittlere freie Weglänge l der Elektronen immer kleiner, - der Grenzwert von l ist der Abstand der nächsten Nachbaratome, also $l \approx a$ -, was eine Verringerung der Beweglichkeit bewirkt. Die diffusive Bewegung der Elektronen hat zur Folge, daß Coulomb-Wechselwirkungen langer Reichweite nicht mehr in dem Maße abgeschirmt werden können, wie es in geordneten Metallen der Fall ist. Diese Elektron-Elektron Wechselwirkung hat daher in ungeordneten Systemen einen großen Einfluß auf die Transportprozesse und das Verhalten der Trans-

portparameter im kritischen Bereich. Deren Auswirkungen sind beobachtbar im Verhalten der Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur und externer Magnetfelder /39/.

Für den Bereich der schwachen Lokalisation unter Einfluß von Elektron-Elektron Wechselwirkung ist das Verhalten der Transportparameter sowohl experimentell als auch theoretisch hinreichend gut geklärt. Da hier Lokalisation und Coulomb-Wechselwirkung nur kleine Korrekturen hervorrufen, lassen sich diese störungstheoretisch berechnen. Diese Rechnungen sind im allgemeinen in guter Übereinstimmung mit experimentellen Resultaten /39,40/.

Die Elektron-Elektron Wechselwirkung führt jedoch nicht nur zu Korrekturen im Verhalten der Transportparameter. Altshuler und Aronov /41/ kamen in einer störungstheoretischen Rechnung in niedrigster Ordnung des Unordnungsparameters λ zu dem Ergebnis, daß Coulomb-Wechselwirkung eine Korrektur δN der Einteilchen-Zustandsdichte N bewirkt. Diese Modifikation der Zustandsdichte wird beschrieben durch :

$$\delta N \propto \lambda \cdot (E - E_F)^{1/2}, \quad (2.13)$$

wobei E und E_F Energie bzw. Fermienergie darstellen. Die Größe λ ist ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung. Bei abstoßender Wechselwirkung ($\lambda > 0$) nimmt die Zustandsdichte ab und hat an der Stelle E_F eine nach unten gerichtete, nichtanalytische Spitze. Dieses Verhalten ist auch bei Tunnelexperimenten an den amorphen, metallischen Systemen $\text{Ge}_{1-x}\text{Au}_x$ und $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ beobachtet worden /42,43,44/.

Während für den Bereich schwacher Unordnung die Situation sowohl experimentell als auch theoretisch als befriedigend angesehen werden kann, gibt es bis heute noch keine Theorie, die den Einfluß von Wechselwirkung und Lokalisation auf das kritische Verhalten der Transportparameter in der Nähe des MIÜ, quantitativ vorhersagen kann. Insbesondere stellt

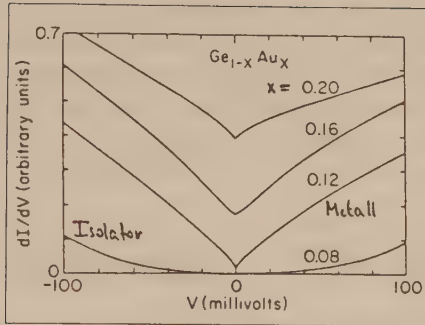


Fig. 2.6 Tunnelleitwert dI/dV als Funktion der Spannung V für verschiedene Proben von $\text{Ge}_{1-x}\text{Au}_x$. Der Tunnelleitwert ist ein Maß für die Einteilchen-Zustandsdichte, die Tunnelspannung ein Maß für den Abstand von E_F /42/.

sich hier die Frage, ob sich die kritischen Exponenten im Vergleich zum wechselwirkungsfreien Fall verändern, wenn Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigt wird.

McMillan zeigte 1981 in einer Scaling-Theorie, die beide Effekte einschloß, daß der kritische Exponent ν der Leitfähigkeit den gleichen Wert wie im wechselwirkungsfreien Fall hat, nämlich $\nu = 1/45$ /. Weiterhin konnte er zeigen, daß die Einteilchen-Zustandsdichte am MIÜ verschwindet. Trotz der Bestätigung dieser Resultate durch Leitfähigkeitsmessungen und Tunnalexperimente an amorphem $\text{Ge}_{1-x}\text{Au}_x$ und an $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ wird die Gültigkeit dieser Theorie jedoch allgemein angezweifelt. McMillan ging in seiner Theorie davon aus, daß sowohl die Thomas-Fermi Abschirmkonstante k als auch die Leitfähigkeit abhängig ist von der Einteilchen-Zustandsdichte N . Weiterhin spielt die Singularität von N an der Fermikante eine Rolle in seiner Rechnung. Diese Annahmen sind nach Meinung einiger Autoren falsch /46,47/,

da die Leitfähigkeit und die Abschirmkonstante k abhängig sind von der thermodynamischen Zustandsdichte $\tilde{N}$. Diese zeigt jedoch keinerlei Singularitäten, wie auch in Messungen der Wärmekapazität - der Wärmekapazitätskoeffizient ist proportional zu $\tilde{N}$ - beobachtet werden konnte /48/. Letztlich ist die Diskussion um das Verhalten der Transportparameter in ungeordneten Systemen unter Einfluß von Lokalisation und Wechselwirkung im kritischen Bereich noch nicht abgeschlossen.

2.3.3 Kritisches Verhalten der Transportparameter

In einem vorhergehenden Abschnitt (Kap. 2.3.1) wurde schon erläutert, daß die Leitfähigkeit σ am MIÜ gemäß einem Potenzgesetz (Gl. 2.12) verschwindet. In der Relation 2.12 lassen sich die Fermienergie E_F und die Mobilitätskante E_c ersetzen durch die Verunreinigungskonzentrationen n und n_c bzw. atomaren Konzentrationen x und x_c , was den experimentellen Zugang erleichtert. Das kritische Verhalten der Leitfähigkeit σ wird dann beschrieben durch :

$$\sigma \propto (x - x_c)^\nu \quad \text{oder} \quad (2.14a)$$

$$\sigma \propto (n - n_c)^\nu \quad . \quad (2.14b)$$

Eine reine Lokalisationstheorie /38/ führt zu einem Wert des kritischen Exponenten $\nu = 1$ unter Vernachlässigung von Coulomb-Wechselwirkung. Dieser Wert ist in vielen Experimenten an unterschiedlichen metallischen Systemen gefunden worden (s. Tabelle 1).

In Leitfähigkeitsexperimenten an unkompensierten dotierten Halbleitern (Tabelle 1) wurde jedoch ein kritischer Exponent von $\nu = 1/2$ gefunden. Als Ursache für die Abweichung des Exponenten vom Wert $\nu = 1$ werden sowohl Einflüsse der Coulomb-Wechselwirkung /47,49/ als auch Modelle diskutiert, in denen starke Spin-Streuung ohne Elektron-Elektron Wechselwirkung eine Rolle spielt /50/. Tat-

sache ist jedoch, daß die Kompensation dieser Materialien wieder zu einem kritischen Exponenten $\nu = 1$ führt /51/.

Tabelle 1 : Leitfähigkeitsexperimente an unterschiedlichen metallischen Systemen.

Wert des kritischen Leitfähigkeitsexponenten					
$\nu = 1$			$\nu = 1/2$		
Ge:Sb(komp.)	Tokio	1982 /51/	Ge:Sb	Tokio	1982 /51/
a-Si:Nb	Bell	1983 /44/	Si:P	Bell	1980-84 /52/
a-Si:Al	"	1984 /53/	Si:P	Tokio	1982 /54/
a-Si:Au	Tokio	1984 /55/	Si:P	Cornell	1984 /56/
GaAs:n	Tohoku	1984 /57/	Si:As	"	1984 /56/
InSb:n	"	1984 /57/	Si:P+As	"	1984 /56/
a-Ge:Au	Illinois	1984 /42/	Si:Sb	Cambridge	1984 /58/
a-Si:Mo	Stanford	1984 /59/	Ge:As	Harvard	1986 /60/
a-Bi:Kr	Bochum	1984 /61/			
InO _x	Bell	1984 /62/			
Gd ₃ S ₄ :v	IBM	1984 /63/			
InSb:n	London	1984 /64/			

a : amorph , n : Dotierung mit Donatoren , v : Defekte (vacancies) mit freien Ladungsträgern.

Im Gegensatz zur Leitfähigkeit σ ist das Verhalten des Hall-Koeffizienten R_H und der Hall-Leitfähigkeit σ_H nur sehr mangelhaft untersucht. Bisher gibt es nur eine theoretische Arbeit /3/ - eine Scaling-Theorie von Shapiro und Abrahams aus dem Jahre 1981, die sich mit diesem Problem befaßt. Die Autoren kommen innerhalb ihrer Berechnungen, wobei ausschließlich Lokalisation berücksichtigt wird, während Wechselwirkungseffekte vernachlässigt werden, zu dem Ergebnis, daß der Hall-Koeffizient R_H konstant bleibt in der Nähe des MIÜ. Daraus folgt für die Hall-Leitfähigkeit σ_H , die gegeben ist durch die Beziehung :

$$\sigma_H = \sigma^2 R_H B \quad (2.15)$$

- dabei sind σ die normale Leitfähigkeit, R_H der Hall-Koeffizient und B das angelegte Magnetfeld - , ein kritisches Verhalten gemäß einem Potenzgesetz :

$$\sigma_H \propto (x - x_c)^{\nu_H} \quad (2.16)$$

hier ist ν_H der kritische Exponent der Hall-Leitfähigkeit. Für den Wert des Exponenten ergibt sich dann $\nu_H = 2\nu = 2$, also der zweifachen Wert des Leitfähigkeitsexponenten.

Bisher gibt es nur eine veröffentlichte experimentelle Arbeit zu diesem Problem, und zwar R_H -Messungen von Field und Rosenbaum /4/ an dotiertem, kompensierten Ge:Sb. Auf die Ergebnisse dieser Autoren soll später noch eingegangen werden.

2.3.4 Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Transportparameter

Die Lokalisationstheorie, die bisher diskutiert wurde, hat ihre Gültigkeit nur am absoluten Nullpunkt $T = 0$. Experimente können jedoch nur durchgeführt werden bei endlichen Temperaturen. Inelastische Streuprozesse, die temperaturabhängig sind, stören Lokalisationseffekte. Die charakteristische Längenskala, die den Einfluß der inelastischen Streuprozesse berücksichtigt, ist die sogenannte Thouless-Länge L_{Th} /67/. Ist die inelastische Streuzeit τ_{in} sehr groß gegenüber der elastischen Streuzeit τ , dann gilt :

$$L_{Th} = (D \tau_{in})^{1/2} , \quad (2.17)$$

wobei D die Diffusionskonstante ist. Die Thouless-Länge L_{Th} ist also eine mittlere inelastische Diffusionslänge, auf deren Skala ein Teilchen ein inelastischen Streuprozess erleidet. Nur innerhalb dieser Längenskala ist die Lokalisation, die durch elastische Unordnungsstreuung

hervorgerufen wird, effektiv. Die inelastische Streuzeit und ebenso L_{Th} sind temperaturabhängig. Sie werden größer mit sinkender Temperatur. Das hat auch Konsequenzen für die Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur, dabei ist die Temperaturabhängigkeit unterschiedlich in verschiedenen Dimensionen :

$$\sigma_{3D} = \sigma_B + (c_3/a) T^{p/2} \quad (2.18a)$$

$$\sigma_{2D} = \sigma_B + (p/2) c_2 \ln T \quad (2.18b)$$

$$\sigma_{1D} = \sigma_B - c_1 a T^{-p/2} \quad (2.18c)$$

Hier ist σ_B die Boltzmann-Leitfähigkeit, der Index p ist abhängig von Streumechanismen und der Dimensionalität des Systems, die Konstanten c_1 , c_2 und c_3 sind nur dimensionsabhängig. Die Größe a ist eine mikroskopische Längenskala ($a \approx k_F^{-1}$; k_F ist der Fermi-Wellenvektor) von der Größenordnung des nächsten Nachbarabstandes. In allen Dimensionen nimmt die Leitfähigkeit ab mit sinkender Temperatur. Dieses Verhalten ist charakteristisch für die Lokalisation. Die Gleichungen 2.18a-c sind Ergebnisse von störungstheoretischen Rechnungen /1/. Streng genommen sind sie daher nur gültig für den Bereich schwacher Lokalisation ($k_F \ell \gg 1$; ℓ ist die mittlere freie Weglänge für elastische Streuung).

Die Elektron-Elektron Wechselwirkung ruft ebenfalls temperaturabhängige Korrekturen der Leitfähigkeit hervor /68,69/ :

$$\Delta \sigma_{3D} = A_3 (T/D)^{1/2} \quad (2.19a)$$

$$\Delta \sigma_{2D} = A_2 \ln T \quad (2.19b)$$

$$\Delta \sigma_{1D} = A_1 (D/2T)^{-1/2} \quad (2.19c)$$

Hier ist D die oben schon erwähnte Diffusionskonstante. Größe und Vorzeichen der Konstanten A_1 , A_2 , und A_3 sind abhängig vom jeweiligen System.

Externe Magnetfelder haben ebenfalls Einfluß auf das Transportverhalten, der jedoch unterschiedlich ist für Lokalisations- und Wechselwirkungseffekte. Für die Effekte der Lokalisation wird gerade unter Magnetfeldeinfluß die Abweichung von der Boltzmann'schen Transporttheorie besonders deutlich. Diese vernachlässigt Interferenz zwischen gestreuten Teilwellen und nimmt weiterhin an, daß der Wellenvektor des gestreuten Elektrons - im Bild ebener Wellen - exponentiell verschwindet nach einer elastischen Streuzeit . Dies ist aber nur korrekt für geordnete Systeme, in denen die mittlere freie Weglänge groß ist gegenüber dem Abstand nächster Nachbarn. In ungeordneten Systemen kommt es zu einer kohärenten Überlagerung von gestreuten Wellen, die zu einer Verstärkung der Rückstreuung von Elektronen führt /40,70/. Die Wahrscheinlichkeit für Rückstreuung ist doppelt so groß im Vergleich zum klassischen Fall der Boltzmann-Theorie. Ein externes Magnetfeld zerstört diese Phasenkohärenz und hebt Effekte der Rückstreuung auf. Dies führt zu einem negativen Magnetowiderstand oder zu einem Anwachsen der Leitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes /69,71/. Die Korrektur zur Leitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes B durch Lokalisationseffekte ist :

$$\Delta\sigma \propto B^2 \tau_{in}^2 \quad h \ll 1 \quad (2.20a)$$

$$\Delta\sigma \propto \ln(B \tau_{in}) \quad 2D \quad h \gg 1 \quad (2.20b)$$

$$\Delta\sigma \propto (B \tau_{in})^{1/2} \quad 3D \quad (2.20c)$$

Die Größe h ist ein Maß für die Magnetfeldstärke, die relevant ist für das Lokalisationsproblem. Sie ist gegeben durch $h = L_{Th}^2 / (4 L_B^2)$, wobei L_B der Radius einer Landau-Bahn mit $L_B \propto 1/B$. Das Umschlagen der magnetfeldabhängigen Leitfähigkeit vom quadratischen Verhalten bei niedrigen Feldern zum Hochfeldverhalten tritt auf bei einem kritischen Wert h_c . An dieser Stelle ist der Radius der Landau-Bahn

vergleichbar mit der Thouless-Länge L_{Th} . Der spezielle Wert von h_c ist sowohl temperaturabhängig als auch system-spezifisch.

Unter dem Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung ändert $\Delta\sigma$ das Vorzeichen /72,73/ :

$$\Delta\sigma(B) \propto -B^2 \quad \text{für } \mu_B B \ll kT \quad (2.21a)$$

$$3D : \quad \Delta\sigma(B) \propto -B^{1/2} \quad (2.21b)$$

für $\mu_B B \gg kT$

$$2D : \quad \Delta\sigma(B) \propto -\ln B \quad (2.21c)$$

Hier ist μ_B das Bohr'sche Magneton und k die Boltzmann-Konstante. Die Coulomb-Wechselwirkung ruft im Gegensatz zu den Lokalisationseffekten einen positiven Magnetowiderstand bzw. eine Verminderung der Leitfähigkeit hervor.

Die oben angeführten Beziehungen 2.20 und 2.21 sind nur gültig für den Fall, daß die Spin-Bahn-Streuung vernachlässigbar ist /74,75/. Da in Anwesenheit von Spin-Bahn-Wechselwirkungen der Spin eines einzelnen Elektrons keine gute Quantenzahl darstellt und entsprechend keine Erhaltungsgröße ist, wird die kohärente Rückstreuung von Elektronen gestört. Ein Maß für den Einfluß der Spin-Bahn-Streuung auf Lokalisationseffekte ist der Quotient aus Spin-Bahn Streuzeit und inelastischer Streuzeit τ_i/τ_{so} . Ist $\tau_i \ll \tau_{so}$, so hat die Spin-Bahn-Streuung keinen Einfluß, ist umgekehrt $\tau_i \gg \tau_{so}$, werden Lokalisationseffekte auf den Magnetowiderstand unterdrückt. Im letzteren Fall ist eine Verminderung der Leitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes zu beobachten /75/, d.h.: Spin-Bahn-Streuung liefert einen negativen Beitrag zu $\Delta\sigma(B)$, ähnlich wie die Coulomb-Wechselwirkung. Für kleine Magnetfelder ($\mu_B B \ll kT$) ist die Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma(B) \propto B^2$ sowohl für Spin-Bahn-Streuung als auch für Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Die einzelnen Beiträge dieser Effekte

lassen sich erst bei hohen Magnetfeldern unterscheiden. Ist die Bedingung $\mu_B \gg h\tau_{so}^{-1}$ zusätzlich zu $\mu_B \gg kT$ erfüllt (siehe auch Gl. 2.21), wird der Beitrag der Coulomb-Wechselwirkung dominant mit $\Delta\sigma \propto B^{1/2}$ in 3D bzw. $\Delta\sigma \propto -\ln B$ in 2D. Für schwere Metalle wie Pt oder Bi ($\tau_{so}^{-1} \propto Z^4$, Z : Kernladungszahl /76/) kann τ_{so}^{-1} groß genug sein, so daß diese Zusatzbedingung an Bedeutung gewinnt.

2.4 Der Übergang von der Perkolation zur Lokalisation

Systeme, deren Transportverhalten durch die Perkolationstheorie beschreiben werden können, und solche, in denen Lokalisationseffekte den Haupteinfluß haben, können als Grenzfälle betrachtet werden. Der MIÜ wird verursacht durch physikalisch sehr unterschiedliche Mechanismen, wobei Geometrieeffekte oder das Zusammenwachsen von metallischen Clustern wichtig sind für perkolierende Strukturen im Gegensatz zur Unordnung in metallischen Systemen, die Anderson-Lokalisation aufweisen.

Es gibt heute Überlegungen theoretischer Art und auch experimentelle Hinweise, daß alle perkolierenden Strukturen unter bestimmten Bedingungen auch Lokalisationseffekte zeigen, daß also ein Übergang stattfindet von der Perkolation zur Anderson-Lokalisation. Um dies zu zeigen, benutzte Khmel'nitskii /9/ ein Modell, in dem metallische Teilchen mit Durchmesser L in einer isolierenden, dielektrischen Matrix eingebettet sind. Der Volumenanteil des Metalles ist x. Eine für das betrachtete System charakteristische Größe y ist gegeben durch

$$y = \rho_0 e^2 / L h \quad , \quad (2.22)$$

dabei ist L - entsprechend dem Clusterdurchmesser - die minimale Längenskala über die der Widerstand ρ_0 definiert werden kann (h : Planck'sches Wirkungsquantum; e : Ele-

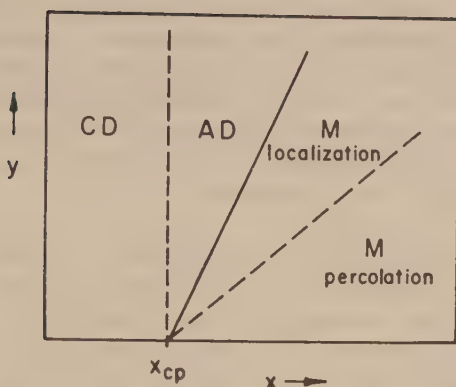


Fig. 2.7 Schematische Darstellung des MIÜ in einem System, in dem ein Übergang Perkolations-Lokalisation stattfindet. Der MIÜ ist gekennzeichnet durch die durchgezogene Linie. Die gestrichelten Linien markieren den Perkulations-Lokalisations Übergang. AD, CD und M bedeuten Anderson-Dielektrikum, klassisches Dielektrikum und metallische Phasen /77/.

mentarladung). Das Phasendiagramm eines solchen Systems ist gezeigt in Fig. 2.7. Bei einem Metallvolumenanteil von $x < x_{cp}$ und sehr kleinem y verhält sich das System wie ein klassisches Dielektrikum (CD) bzw. Isolator. Für $x > x_{cp}$ existiert makroskopische Leitfähigkeit , die bei x_{cp} verschwindet gemäß $\sigma \propto (x - x_{cp})^t$. Die leitenden Bahnen bilden ein Netzwerk, dessen mittlerer Knotenabstand gegeben ist durch die Korrelationslänge ξ , die sich verhält gemäß $\xi \propto (x - x_{cp})^{-s}$ /13/. In drei Dimensionen sind die Werte der kritischen Exponenten $t=1.6 - 2.0$ und $s=0.85$ /12,18,19/. Ist die Unordnung des Systems, für die y ein Maß ist, genügend groß, treten Lokalisationseffekte auf. Die Mobilitätskante ist gegeben durch die Beziehung $y=y_c(x)$ - entspricht der durchgezogenen Linie in Fig. 2.7 - mit $y_c(x) = (x_c - x_{cp})^{t-s}$. Die Größe x_c bezeichnet hier die Metallvolumenkonzentration bei der MIÜ durch Anderson-

Lokalisation verursacht wird. Der Bereich $y < y_c$ entspricht metallischer Leitfähigkeit, der Bereich $y > y_c$ einem Anderson-Dielektrikum (AD). Im metallischen Bereich lassen sich noch einmal zwei Regionen unterscheiden, und zwar ein Transportbereich, in dem Lokalisation dominiert, während im anderen Gebiet klassisches Transportverhalten gemäß der Perkolationstheorie vorherrscht.

Experimentell sind diese Überlegungen zugänglich entweder über die Veränderung der Clustergröße, die den Wert von y über den Widerstand ρ_0 und die Längenskala L beeinflusst, oder über Messungen in unmittelbarer Nähe der Perkolationsschwelle. Die letzte Möglichkeit ist experimentell nur sehr schwer zu realisieren, da der Bereich /78/, in dem die Lokalisation beobachtbar ist, beliebig klein sein kann.

Hinweise experimenteller Art auf die Existenz eines Übergangs von der Perkolation zur Lokalisation fanden Deutscher et. al. /10/ in einem Vergleich von drei metallischen Systemen, die sich hinsichtlich der Größe der metallischen Cluster unterscheiden. In Pb:Ge /79/ führt Perkolation zum MIÜ, in Bi:Kr /61/ Anderson-Lokalisation und in Hg:Xe /80/ spielen beide Mechanismen eine Rolle. Die Größe der metallischen Cluster variiert von etwa 200 Å in Pb:Ge und 50 Å in Hg:Xe /81/, während bei tiefen Temperaturen aufgedampft Bi:Kr röntgenamorph ist, die Cluster also kleiner als 20 Å sind /82/. Das kritische Verhalten der Leitfähigkeit am MIÜ entspricht in Bi:Kr dem eines Anderson-Lokalisierten Systems mit kritischem Exponenten $t = 1$, in Pb:Ge dem eines perkolierenden Systems mit einem Wert von $t = 1.6$. In Hg:Xe ist der kritische Exponent der Leitfähigkeit $t = 1.6$ für Hg-Volumenkonzentrationen $x > 0.3$ und $t = 1.0$ für $x < 0.3$. Die kritische Volumenkonzentration für das Perkulationsverhalten extrapoliert aus den Daten für $x > 0.3$ ist $x_{cp} = 0.17$ in Übereinstimmung mit der Perkolationstheorie /83,84/. Die Extrapolation aus den Daten für $x < 0.3$ liefert ein $x_c = 0.2$. Diese Messungen

ergeben also einen wichtigen Hinweis auf die Existenz von Lokalisationseffekten in perkolierenden Systemen in der Nähe des MIÜ. Systematische Untersuchungen zu dieser Frage stehen jedoch noch aus.

III. Experimentelle Einzelheiten

3.1 Kryostat

Da als Substanzen kondensierte Mischungen von Metall und Edelgas verwendet wurden, war es notwendig, alle Messungen in situ bei tiefen Temperaturen (4 - 20 K) durchzuführen. Dazu wurde ein spezieller He-Kryostat (Fig. 3.1) verwendet. Abgesehen von den üblichen LN_2 - gekühlten Cu-Abschirmungen und noch zu besprechenden Details besteht der Kryostat aus zwei voneinander unabhängigen He-Behältern. Der obere dient zur Kühlung der aufgedampften Schicht, der untere enthält einen supraleitenden Magneten. Über Verstellspindeln und einen flexiblen Edelstahlbalg läßt sich der obere He-Behälter zusammen mit dem Probenhalter vertikal verschieben, so daß der Probenkopf in verschiedene Positionen gefahren werden kann.

Die Kühlung des Probenhalters erfolgt über eine dünne Kapillare, durch die das flüssige Helium in den Diffusor des Probenhalters mit Hilfe einer He-dichten Vakuumpumpe transportiert wird. Zusätzlich kann der Probenkopf über eine Heizpatrone beheizt werden, so daß Temperaturen zwischen 2 - 300 K eingestellt werden können.

Bei der Spulenanordnung des supraleitenden Magneten handelt es sich um eine sogenannte "Split-Coil" Geometrie, so daß der Probenhalter von oben in das Magnetfeld gebracht werden kann. Die Richtung des Feldes ist dabei senkrecht zur Oberfläche der aufgedampften Schicht, wie es für konventionelle Hall-Effekt Messungen erforderlich ist. Das maximal erreichbare Feld ist 5 T bei einem Erregerstrom von etwa 85 A. Der minimale Restgasdruck im $3 \cdot 10^{-8}$ mbar im kalten Zustand. Dieser Enddruck ist ausreichend im Hinblick auf den Einbau von Fremdatomen in die aufzudampfende Schicht.

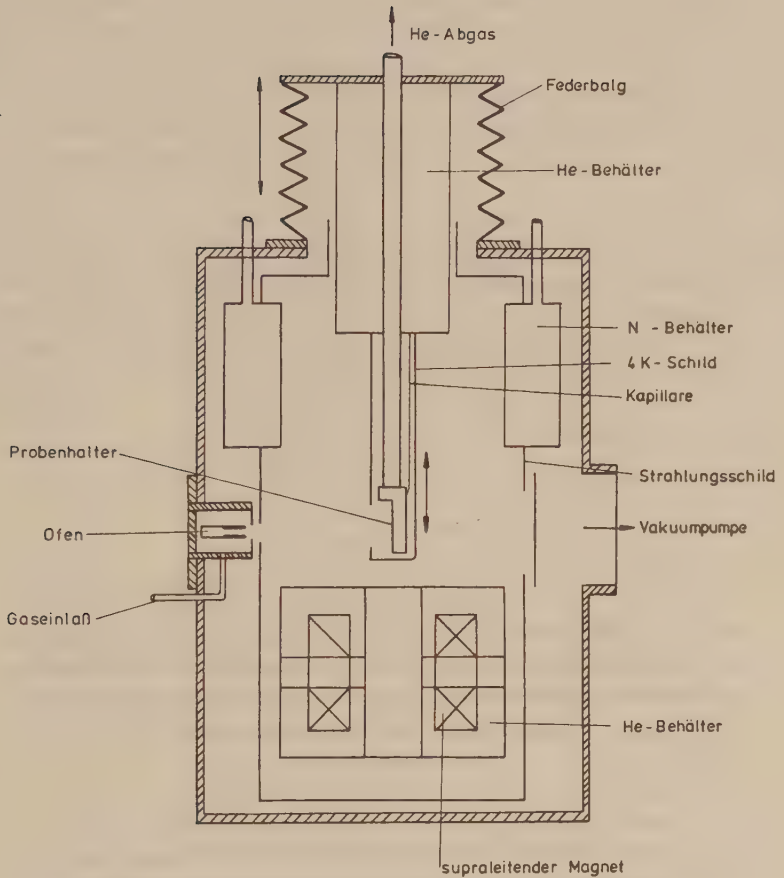


Fig. 3.1 He-Kryostat für die Herstellung der Metall-Edelgas Schichten und in situ Magnetotransport-Messungen. Der obere He-Tank kann zusammen mit dem Probenhalter über einen Federbalg vertikal verstellt werden.

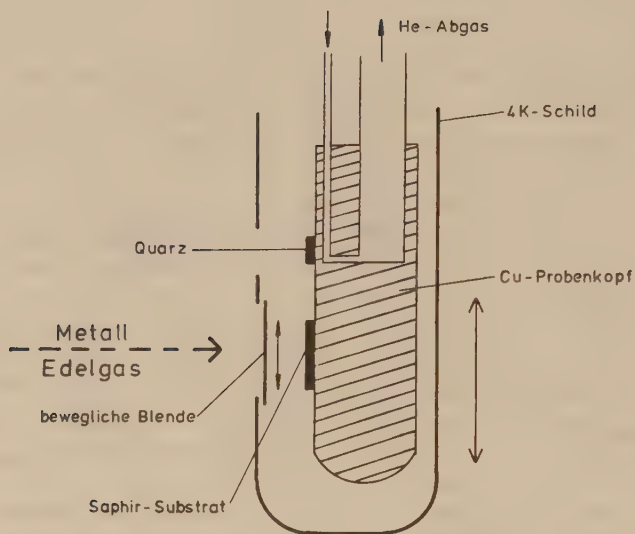


Fig. 3.2 Probenhalterung für die Saphir-Substrat-Platte. Der Schwingquarz dient zur Bestimmung der Aufdampfzeiten und der Schichtdicke. Die bewegliche Blende deckt entweder die Substratplatte oder den Quarz ab. Der gesamte Probenkopf ist vertikal positionierbar.

3.2 Herstellung der Metall-Edelgas Mischungen

Die Herstellung der Metall-Edelgas Filme erfolgte durch gemeinsame Kondensation des Metalls und des Edelgases auf einer etwa 5 K-kalten Saphirscheibe. Dazu wurde das Metall aus einem widerstandsbeheizten Ta-Tiegel verdampft, während das Edelgas aus einer Gasflasche in die Ofenkammer eingeleitet wurde. Da die beiden verwendeten Metalle Sn und Bi einen stark unterschiedlichen Verlauf der Dampf-

druckkurven aufweisen /85/, sind die Differenzen in den Verdampfungstemperaturen entsprechend groß (Sn : $T_V \approx 1100^\circ\text{C}$, Bi : $T_V \approx 600^\circ\text{C}$). Um die Wärmeeinstrahlung auf den Probenhalter und auch den Heizstrom ($I_{\text{Ofen}} \approx 70 - 110\text{ A}$) möglichst klein zu halten, ist in der Ofenkammer, deren Wände wassergekühlt sind, ein zusätzlicher Strahlenschutz aus Ta-Blech befestigt.

Vor jedem Aufdampfvorgang wird zunächst die Aufdampf-
rate des Edelgases und dann die Summe der Raten von Gas
und Metall eingestellt, so daß sowohl die einzelnen Auf-
dampfraten als auch das Verhältnis von Edelgas zu Metall
bekannt ist. Aus diesen Größen kann dann die Zusammen-
setzung der Schicht bestimmt werden mit Hilfe folgender
Beziehung :

$$(3.1) \quad \text{At\%}(\text{Gas}) = \frac{M_{\text{Metall}} r_{\text{Gas}}}{M_{\text{Gas}} r_{\text{Metall}}} \left(1 + \frac{M_{\text{Metall}} r_{\text{gas}}}{M_{\text{Gas}} r_{\text{Metall}}} \right)^{-1} 100$$

dabei sind M_{Metall} und M_{Gas} die Massen des Metalls bzw.
Edelgases in atomaren Einheiten und r_{Gas} und r_{Metall} die
entsprechenden Aufdampfraten. Die Messung der Aufdampf-
raten erfolgt durch ein kommerzielles Schichtdickenmeß-
gerät (XTC Leybold-Infikon), das auf der Basis eines
Schwingquarzes arbeitet, der seine Eigenfrequenz in Ab-
hängigkeit der Massebelegung ändert /86/.

Während des gesamten Einstellvorgangs ist der Quarz
in Aufdampfposition (s. Fig. 3.2) und die Substrat-
platte mit einer Blende verschlossen. Bleibt die Auf-
dampf-
rate über einen längeren Zeitraum konstant (ca.
30 - 40 Min), wird das Saphirsubstrat in die Aufdampf-
position gefahren und die Blende über einen elektromag-
netischen Antrieb geöffnet. Es wird über einen definier-
ten Zeitraum aufgedampft, so daß bei konstanten Aufdampf-
raten die Schichtdicke bekannt ist. Typische Schichtdicken

sind 800 - 1000 Å. Ist die gewünschte Schichtdicke erreicht, wird die Blende wieder geschlossen und der Quarz in die Aufdampfposition gefahren, so daß die Aufdampfraten kontrolliert werden können. Um die Homogenität der Filme während des Aufdampfvorganges zu überwachen, wurde folgendes Verfahren angewendet :

Da der Schichtwiderstand R gegeben ist durch

$$R = U/I = \rho \cdot c \frac{1}{r \cdot t} \quad (3.2)$$

mit ρ : spezifischem Widerstand, c : Verhältnis von Länge zu Breite der Schicht, r : Aufdampfrate und t : Aufdampfzeit, ist der Spannungsabfall U über der Schicht umgekehrt proportional zur Aufdampfzeit t :

$$U \propto 1/t \quad \text{oder} \quad 1/U \propto t \quad . \quad (3.3)$$

Bleibt die Schicht während des Aufdampfens homogen, so ist $1/U$ eine lineare Funktion der Aufdampfzeit t . Jede Abweichung von dieser Linearität bedeuten Inhomogenitäten in der Schicht durch Veränderung des Verhältnisses von Metall und Edelgas.

Während des gesamten Aufdampfvorganges wird daher der Spannungsabfall U gemessen und alle 30 sec der aktuelle Wert auf einen Kleincomputer übertragen. Der Kehrwert $1/U$, die Änderung $\Delta(1/U)/\Delta t$ und die aktuelle Aufdampfzeit t - mit Hilfe eines Zeitgebers im Rechner - werden angezeigt, gespeichert und nach Beendigung des Aufdampfvorganges ausgedruckt. Bei zu starken Abweichungen von $1/U(t)$ von der Linearität kann die hergestellte Schicht nicht für die weiteren Magnetotransport-Messungen verwendet werden, da Inhomogenitäten oder Konzentrationsgradienten zu großen Fehlern in der Bestimmung des Hall-Koeffizienten und des Magnetowiderstandes führen.

3.3 Messung der Leitfähigkeit und der Hall-Spannung

Für die Magnetotransport-Messungen müssen die verwendeten Saphir-Substratplatten (Durchmesser 2.5 cm) besonders präpariert werden. Als Kontaktfläche wird Gold verwendet (Dicke ca. 800 Å), das vor jeder Messung bei Raumtemperatur durch eine Maske auf das Substrat aufgedampft wird. Fig. 3.3 zeigt die Anordnung der Gold-Elektroden und die Geometrie des aufgedampften Filmes. Zur weiteren Kontaktierung werden dünne Cu-Drähte auf die Kontaktflächen gelötet, dabei wird Indium als Lot benutzt.

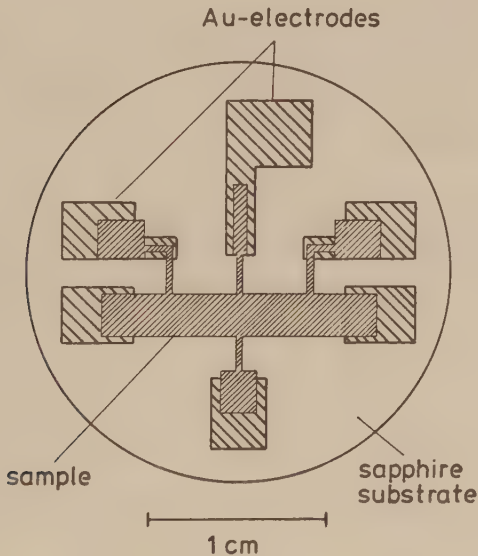


Fig. 3.3 Anordnung der Elektroden und Geometrie des aufgedampften Filmes auf dem Saphirsubstrat.

Messungen der Hall-Spannung erfordern eine rechteckige Geometrie Probe, deren Länge idealerweise groß sein sollte gegenüber der Breite. Sind Länge l und Breite b der Probe vergleichbar, müssen Korrekturfaktoren eingeführt werden, um die Verminderung der Hall-Spannung U_H zu berücksichtigen, die hervorgerufen wird durch elektrostatische Verkürzung des Hall-Feldes durch die stromführenden Elektroden /87/. Ab einem Länge - Breite Verhältnis von $l/b > 3$ sind Korrekturen nicht mehr notwendig.

Ein weiteres Problem ist die Positionierung der Spannungsabgriffe für die Hall-Spannung. Diese sollten auf einer Equipotentiallinie liegen, so daß im Nullfeld die Querspannung U_{xy} über die Filmbreite verschwindet. Tatsächlich ist dieser Idealfall eigentlich niemals zu erreichen, da schon sehr geringe Verschiebungen der Spannungsabgriffe gegeneinander eine deutlich meßbare Querspannung U_{xy} bei $B = 0$ hervorrufen.

Zur Erzeugung einer bestimmten Geometrie und zur Minimierung der Querspannung U_{xy} im Nullfeld wird eine Aufdampfmaske benutzt. Diese Maske (Material : Cu) wurde in einem photolithographischen Verfahren hergestellt, um die Querspannungsabgriffe möglichst genau positionieren zu können. Die mit Hilfe dieser Maske aufgedampften Filme haben ein Verhältnis von $l/b = 4$. Die Verschiebung der Querspannungsabgriffe gegeneinander ist kleiner als $1/10$ mm. Die absolute Größe der "Misalignment"-Spannung $U_{yx}(B=0)$ ist abhängig vom Schichtwiderstand. Das Verhältnis von Quer- zu Längsspannung ist jedoch konstant und beträgt etwa $U_{xy}/U_{xx} \approx 0.005$.

Eine weitere Schwierigkeit bei der Bestimmung der Hall-Spannung U_H stellen thermomagnetische Effekte dar. Diese rufen Spannungen hervor, die magnetfeldabhängig sind. Im einzelnen werden diese Effekte hervorgerufen durch /88/ longitudinale Temperaturgradienten ∇T_x - sogenannter

Ettingshausen-Nernst Effekt bewirkt transversale Spannung V_N -, transversale Temperaturgradienten ∇T_y - sogenannter Righi-Leduc Effekt ruft transversale Spannung V_R hervor - und durch thermoelektrische Spannung V_T zwischen Probe und Elektroden. Der sogenannte Ettingshausen Effekt ist abhängig vom Elektronenfluß im Magnetfeld und ist die Ursache für einen transversalen Temperaturgradienten, der wiederum eine transversale Spannung V_e bewirkt. Die gemessene Querspannung U_{xy} stellt eine Summe dar, die sich aus Beiträgen von thermomagnetischen Effekten, dem Magneto-widerstandsbeitrag der "Misalignment"-Spannung U_0 und der Hall-Spannung U_H zusammensetzt.

Es ist zwar möglich, den Einfluß der thermomagnetischen Effekte minimal zu machen durch gute thermische Ankopplung der Probe an ein spezielles Wärmebad oder durch Messungen in einem Kryostaten in He-Austauschatmosphäre /89/, jedoch gibt es eine wesentlich einfachere Methode, die Beiträge der "Fehlervoltagen" auszuschalten. Da fast alle Einzelspannungen in unterschiedlicher Weise das Vorzeichen verändern bei Umkehrung der Polarität von Strom oder Magnetfeld, läßt sich die Hall-Spannung U_H durch Kombination von vier Messungen mit jeweils umgekehrter Strom- bzw. Magnetfeldrichtung bestimmen /90/ :

$$B^+, I^+ \quad U_{xy1} = U_H + U_0 + V_e + V_T + V_N + V_R \quad (3.4a)$$

$$B^-, I^+ \quad U_{xy2} = -U_H + U_0 - V_e + V_T - V_N - V_R \quad (3.4b)$$

$$B^+, I^- \quad U_{xy3} = -U_H - U_0 - V_e + V_T + V_N + V_R \quad (3.4c)$$

$$B^-, I^- \quad U_{xy4} = U_H - U_0 - V_e + V_T - V_N - V_R \quad (3.4d)$$

$$1/4 (U_{xy1} + U_{xy2} - U_{xy3} - U_{xy4}) = U_H + V_e \quad (3.5)$$

Dabei kennzeichnen B^+ , B^- bzw. I^+ , I^- die Polarität des Magnetfeldes bzw. Stromes. Die Spannung V_e läßt sich zwar nicht völlig eliminieren, jedoch stark unterdrücken durch gute thermische Ankopplung an einen Probenhalter, dessen Temperatur konstant gehalten wird.

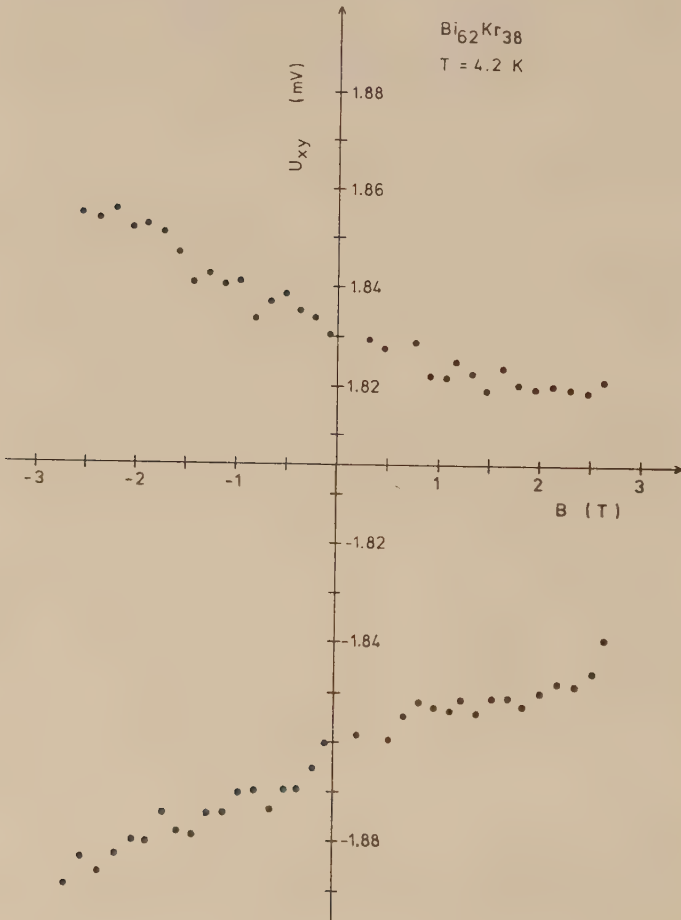


Fig. 3.4 Gemessene Querspannung U_{xy} als Funktion des Magnetfeldes

Der Übergang von den Rohdaten aus den vier Einzelmessungen zur Darstellung der Hall-Spannung U_H als Funktion des Magnetfeldes mit Hilfe der Beziehung 3.5 wird dargestellt in Fig. 3.4 und Fig. 3.5.

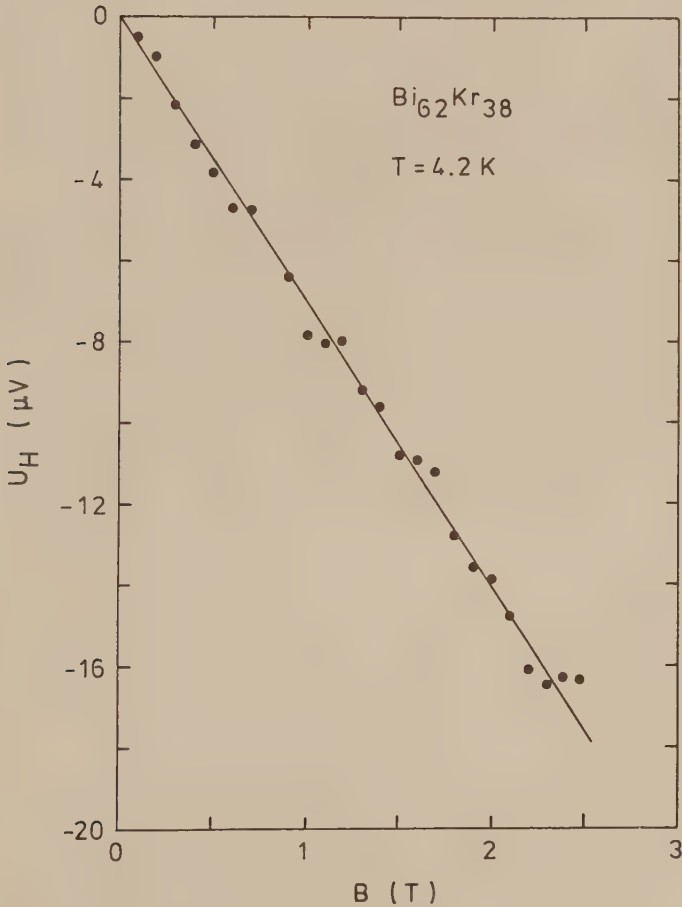


Fig. 3.5 Hall-Spannung U_H als Funktion des Magnetfeldes.

Aus der Steigung der Funktion $U_H(B)$, der bekannten Schichtdicke d und dem Schichtstrom I_S läßt sich dann der Hall-Koeffizient R_H bestimmen :

$$R_H = \frac{U_H}{I_S} \frac{d}{B} \quad (3.6)$$

Die Messungen der Hall-Spannung U_H werden durchgeführt bei konstanter Temperatur ($T = 4.2 \text{ K}$). Supraleitende Schichten werden vor der Messung auf Temperaturen oberhalb von T_C geheizt, um den Einfluß von supraleitenden Fluktuationen, die auch magnetfeldabhängig sind, auszuschalten. Bei den Messungen beträgt das maximale Magnetfeld $B_{\max} = 3 \text{ T}$ bei einem Erregerstrom von etwa 60 A .

Die Leitfähigkeit wird mit einer Vier-Punkt-Gleichstrommethode gemessen. Bei der Bestimmung der Leitfähigkeit aus dem gemessenen longitudinalen Spannungsabfall U_{xx} werden alternativ zwei Verfahren angewendet. Während des Aufdampfvorganges kann aus der Änderung des Spannungsabfalls U_{xx} als Funktion der Aufdampfzeit t die Leitfähigkeit σ der aufwachsenden Schicht berechnet werden nach folgender Beziehung :

$$1/U_{xx} = \sigma \frac{b}{l} \frac{r}{I_S} t \quad (3.7)$$

Dabei ist l die Länge, b die Breite der Schicht, r ist die Aufdampfrate und t die Aufdampfzeit. Aus der Steigung der Funktion $1/U_{xx} = f(t)$ läßt sich die Leitfähigkeit berechnen. Bei supraleitenden Schichten, deren T_C größer ist als die Temperatur an der Substratplatte während des Aufdampfens ($\sim 5 \text{ K}$), ist dieses Verfahren nicht anwendbar. In diesem Fall wird die Schicht nach dem Aufdampfvorgang auf Temperaturen oberhalb T_C geheizt und danach die Leitfähigkeit aus den bekannten Größen U_{xx} , b/l , I_S und $d = rt$ berechnet. Werden zwei Schichten unterschied-

licher Metallkonzentration nacheinander aufgedampft, kann die Leitfähigkeit σ_2 der zweiten Schicht bei bekannter Leitfähigkeit σ_1 der ersten Schicht und ebenfalls bekannter Leitfähigkeit σ_G des Gesamtschichtsystems bestimmt werden aus folgender Beziehung /91/ :

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_G d_G - \sigma_1 d_1}{d_2} , \quad (3.8)$$

dabei sind d_1 , d_2 und d_G die jeweiligen Schichtdicken der ersten, zweiten und der Gesamtschicht.

Auf ähnliche Weise kann bei einem Doppelschichtsystem der Hall-Koeffizient R_{H2} der zweiten Schicht berechnet werden, wenn der Hall-Koeffizient R_{H1} der ersten Schicht und R_{HG} der gesamten Schicht bekannt sind /91/ :

$$R_{H2} = \frac{1}{\sigma_2 d_2} \frac{R_{HG}}{d_G} (\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)^2 - R_{H1} \sigma_1^2 d_1 \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnen die Indizes 1,2 und G die Meßgrößen der ersten, zweiten und der gesamten Schicht.

3.4 Meßwerterfassung

Die Erfassung der Meßwerte war weitestgehend automatisiert und erfolgte computergesteuert. Die für diese Ablaufsteuerung notwendigen Programme wurden innerhalb dieser Arbeit entwickelt.

Alle relevanten Meßgrößen wurden von einem 5 1/2-stelligen Digitalvoltmeter (Keythley 195) erfaßt und über ein Interface (IEEE-Bus) an den Rechner (Apple II) weitergegeben. Über einen Relaismultiplexer (16-Kanal-Multiplexer), der vom Rechner kontrolliert wurde, konnten verschiedene Meßstellen mit dem Digitalvoltmeter (DVM) verbunden werden. Fig. 3.6 zeigt schematisch in einem

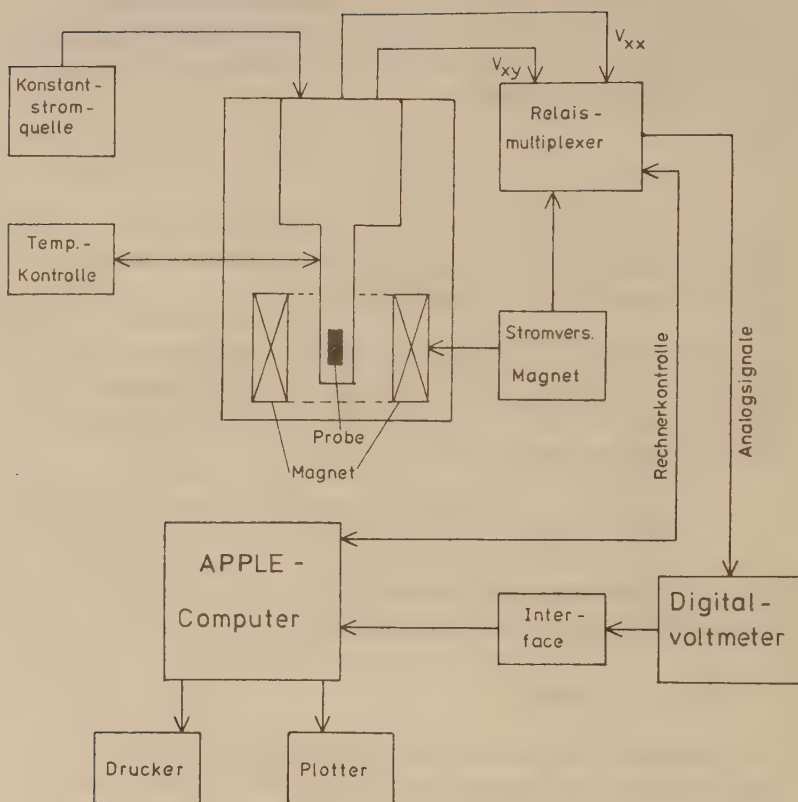


Fig. 3.6 Blockschaltbild der Meßwerterfassung.

einem Blockschaltbild den Aufbau der Meßwerterfassung.

Während einer Messung werden nacheinander programmgesteuert die ersten drei Kanäle des Multiplexers angewählt,

so daß zunächst der Spannungswert U_{xx} des longitudinalen Spannungsabfalls, dann der Wert von U_{xy} des transversalen Spannungsabfalls und danach V_{Mag} der Spannungsabfall am "Shunt"-Widerstand der Stromversorgung für den Magneten, aus dem die Magnetfeldstärke in Tesla berechnet werden kann, über das DVM zum Rechner übertragen wird. Die aktuellen Werte werden am Bildschirm des Rechners angezeigt und auf einer Diskette gespeichert. Dieser Vorgang wiederholt sich dann, bis ein Magnetfeld von etwa 3 T erreicht ist. Bei umgekehrter Stromrichtung wird daraufhin das Magnetfeld wieder heruntergefahren. Diese Prozedur wird wiederholt bei entgegengesetzter Polarität des Magnetfeldes, so daß alle möglichen Permutationen von Stromrichtung und Magnetfeldrichtung erfaßt werden. Nach Abschluß der Messung können dann mit Hilfe eines Auswertungsprogramms, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden ist, sowohl die Rohdaten auf einen Drucker oder Plotter ausgegeben werden als auch die gemäß Gl. 3.5 berechnete Hall-Spannung U_H .

3.5 Fehlerbetrachtung

Schichtdicke : Die Schichtdicke wird bestimmt mit einem kommerziellen Schwingquarzsystem, das zur Berechnung der Dicke der aufwachsenden Schicht die Angabe der Dichte des aufgedampften Materials benötigt. Da bei den verwendeten Metall-Edelgas Mischungen eine Messung der Dichte nicht möglich ist, werden zur Berechnung dieser Dichten Strukturmodelle benutzt, deren Glaubwürdigkeit durch Ergebnisse von röntgenkristallographischen Untersuchungen unterstützt werden /82,92/. Aus der Unsicherheit des Wertes für die jeweilige Dichte ergibt sich ein Fehler von etwa 5 % in der Schichtdicke.

Schichtzusammensetzung : Die Zusammensetzung der Schicht wird aus dem Verhältnis der Aufdampfraten von Metall und Edelgas bestimmt. Fehler in der Konzentrationsbestimmung werden verursacht durch Schwankungen der Aufdampfraten

während der Aufdampfzeit (ca. 30 Min). Schwankungen dieser Art rufen eine Unsicherheit in der Bestimmung der Konzentration von $x \approx 0.01$ hervor.

Leitfähigkeit : Der Fehler in der Bestimmung der Leitfähigkeit wird hauptsächlich verursacht durch Unsicherheiten in der Schichtdickenmessung. Fehler durch Ungenauigkeiten der Spannungsmessung und Schwankungen der Konstantstromquelle sind dem gegenüber vernachlässigbar. Ein relativer Fehler in der Leitfähigkeit σ von $\Delta\sigma/\sigma \approx 0.05$ dürfte daher realistisch sein.

Hall-Koeffizient : Unsicherheiten in der Bestimmung des Hall-Koeffizienten werden hervorgerufen durch Fehler in der Bestimmung von U_H und die schon erwähnten Ungenauigkeiten in der Schichtdicke d . Bei den untersuchten Edelmetall-Mischungen liegt der Wert von U_H in der Größenordnung von etwa $20 \mu V$. In diesem Spannungsbereich bewirken thermische Gradienten längs der Zuleitungsdrähte, Kontakt-rauschen an Lötstellen und Vibrationen Schwankungen in U_H von etwa $\pm 1 \mu V$. Zusammen mit dem Fehler in der Schichtdickenmessung ergibt sich für den Hall-Koeffizienten R_H ein relativer Fehler von $\Delta R_H/R_H \approx 0.07$.

IV. Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden sollen die Ergebnisse der Magnetotransportmessungen in der Nähe des MIÜ in zwei unterschiedlichen Systemen vorgestellt werden. Beides sind Edelgas-Metall-Mischungen, die sich jedoch hinsichtlich der Natur des MIÜ unterscheiden. Im granularen Sn:Ar handelt es sich um einen Perkulationsübergang, während in amorphem Bi:Kr der MIÜ durch Anderson-Lokalisation hervorgerufen wird.

Da bisher fast alle Untersuchungen der Transporteigenschaften in der Nähe des MIÜ mit Hilfe von Leitfähigkeitsmessungen durchgeführt worden sind, handelt es sich bei den hier vorgestellten Ergebnissen der Hall-Effekt Messungen im kritischen Bereich um eine der ersten Messungen dieser Art sowohl in einem granularen als auch in einem ungeordneten amorphen System. Bezüglich des Anderson-Übergangs gibt es bisher nur eine weitere Arbeit der Autoren Field und Rosenbaum /4/ aus dem Jahre 1985, die Hall-Effekt Messungen an dotierten und kompensierten Ge:Sb durchgeführt haben. Ebenso existiert bisher nur eine Arbeit /8/ aus dem Jahre 1987 über das Verhalten des Hall-Koeffizienten in der Nähe der Perkulationsschwelle, das im "random composite" Al:Ge untersucht wurde. Die Ergebnisse beider Arbeiten werden im Zusammenhang mit den eigenen Resultaten noch diskutiert werden.

4.1 Granulare Sn:Ar-Mischungen

Reine Sn-Filme, die auf ein Substrat aufgedampft werden, das eine Temperatur von etwa 20 K hat, bestehen aus kristallinen Sn-Clustern mit einem Durchmesser von 90 - 100 Å. Dies ist bekannt aus Röntgenanalysen /92/ und Elektronenbeugungsuntersuchungen /82/ an bei tiefen Temperaturen kondensierten Sn-Filmen. Die Korngröße wird dabei abgeschätzt aus der Verbreiterung der Linien in Röntgen- bzw. Elektronenbeugungsspektrum.

Die Clustergröße von Sn in einer Ar-Matrix kann jedoch abweichen von der Korngröße im reinen Metall, da die Ar-Atome die Diffusion der Sn-Atome behindern können. Daher wurde innerhalb der Messungen zu dieser Arbeit versucht, die Clustergröße abzuschätzen nach folgendem Verfahren : Die Perkolationsschwelle in einem zweidimensionalen System ist $p_c(2D) = 0.55 / 13$, d.h.: elektrischer Strom kann erst fließen bei einer Flächenbedeckung, die größer ist als 55 %. Makroskopische Leitfähigkeit setzt ein bei einer effektiven Dicke des Metalls von $d_{eff} = 0.55 d_{Cl}$. Dies hängt also ab vom mittleren Durchmesser d_{Cl} der Metallcluster. Die Messungen des Einsetzens der Leitfähigkeit in Abhängigkeit der effektiven Schichtdicke sind durchgeführt worden für verschiedene Sn-Konzentrationen in den Sn:Ar-Mischungen und ergaben eine Abschätzung von $d_{Cl} \approx 70 \text{ \AA}$ als obere Grenze der mittleren Clustergröße.

Um die Güte dieses Verfahrens testen zu können, wurde eine zusätzliche Messung an einem reinen Sn-Film durchgeführt. Dieser Test ergab einen Wert von $d_{Cl} \approx 90 \text{ \AA}$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Röntgen- und Elektronenbeugungsmessungen /92,82/.

4.1.1 Verhalten der Transportparameter an der Perkolationsschwelle in Sn:Ar.

Das Verhalten der Transportparameter, also der Leitfähigkeit σ , der Hall-Leitfähigkeit σ_H und des Hall-Koeffizienten R_H , als Funktion des relativen Abstandes von der kritischen Metall-Volumenkonzentration $v_c = 0.26$ ist dargestellt in Fig. 4.1. Bei der Berechnung der Volumenkonzentration aus den experimentell bestimmten atomaren Konzentrationen wurde ein bestimmtes Modell für die Struktur der Filme benutzt. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß die Sn-Cluster die orthorhombische Kristallstruktur des ungeordneten β -Sn aufweisen mit einer Packungsdichte von $p_{Sn} = 0.54$. Für die Ar-Matrix wurde eine fcc-Struktur mit einer Packungs-

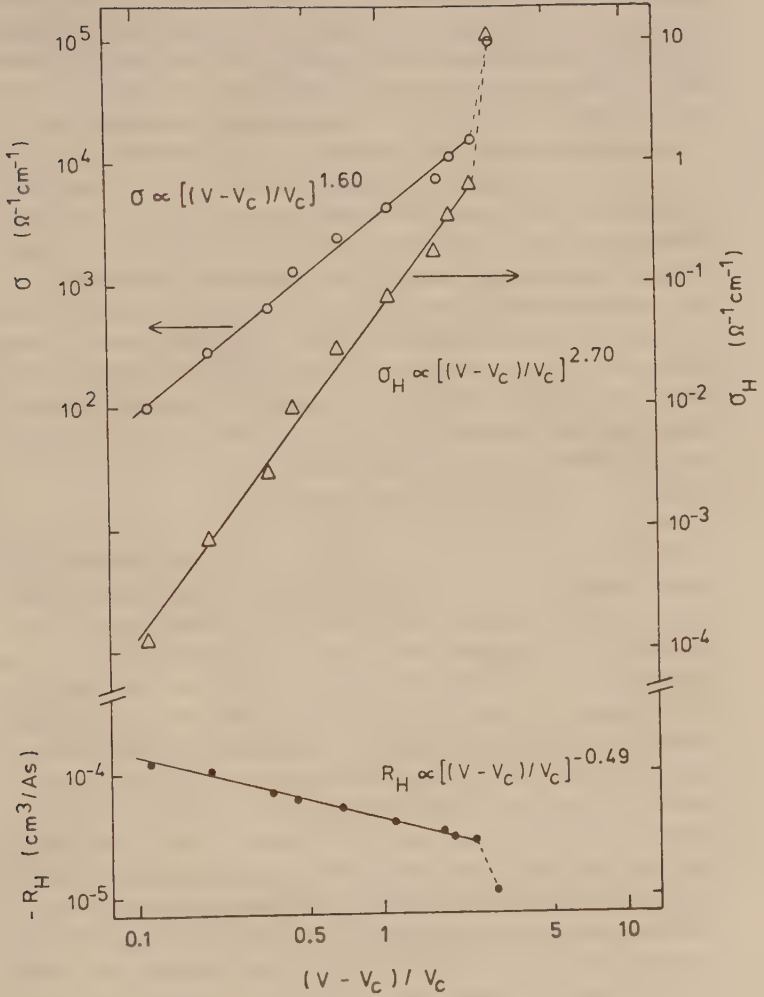


Fig. 4.1 Verhalten der Transportparameter, Leitfähigkeit σ (offene Kreise), Hall-Leitfähigkeit σ_H (Dreiecke), Hall-Koeffizient R_H (geschlossene Kreise), als Funktion des relativen Abstandes von der kritischen Sn-Volumenkonzentration $v_c = 0.26$.

dichte $p_{Ar} = 0.74$ angenommen. Diese Annahmen wurden unterstützt durch die Ergebnisse der Röntgenstrukturuntersuchungen /92/ und der Elektronenbeugungsanalysen /82/ an Sn-Filmen, die auf 20 K-kalte Substrate aufgedampft wurden und durch das typische Verhalten von Edelgasen in fcc-Strukturen zu kristallisieren. Die Verwendung eines anderen Modells mit amorpher Ar-Matrix - Packungsdichte $p_{Ar} = 0.64$ - reduziert die kritische Volumenkonzentration auf einen kleineren Wert von $v_c = 0.23$, verändert jedoch nicht die kritischen Exponenten. Neueste Untersuchungen an Ar, das bei tiefen Temperaturen (4.2 K) aufgedampft wurde, zeigen, daß das Edelgas fcc-Struktur hat, die jedoch stark gestört ist, was zu einer Verminderung der fcc-Packungsdichte führt /94/. Die tatsächliche Packungsdichte der Ar-Matrix liegt dann im Bereich $0.64 < p_{Ar} < 0.74$, so daß ein Wert für die kritische Sn-Volumenkonzentration von etwa $0.23 < v_c < 0.26$ realistisch wäre.

Die durchgezogenen Linien in Fig. 4.1 sind Anpassungen an die Meßdaten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratrate. Daraus ergeben sich Werte für die kritischen Exponenten der Leitfähigkeit σ von $t = 1.60 \pm 0.10$ /65/, des Hall-Koeffizienten R_H von $g = 0.49 \pm 0.07$ und der Hall-Leitfähigkeit σ_H von $\tau = 2.70 \pm 0.20$. Im Bereich zwischen 88 und 100 Vol%-Sn, der gekennzeichnet ist durch gestrichelte Linien, zeigt die Leitfähigkeit - ebenso der Hall-Koeffizient und die Hall-Leitfähigkeit - einen scharfen Anstieg auf einen Wert von $1 \cdot 10^5 (\Omega cm)^{-1}$. Dies entspricht dem Wert des ungeordneten Sn /93/. In diesem Konzentrationsbereich werden die Transportprozesse beherrscht von der Streuung der Leitungselektronen an den Ar-Verunreinigungen. Das führt zu einer Abweichung der Leitfähigkeit und auch des Hall-Koeffizienten und der Hall-Leitfähigkeit vom kritischen Verhalten eines perkolierenden Systems.

Die Darstellung der Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der longitudinalen Leitfähigkeit σ in Fig. 4.2 zeigt eine

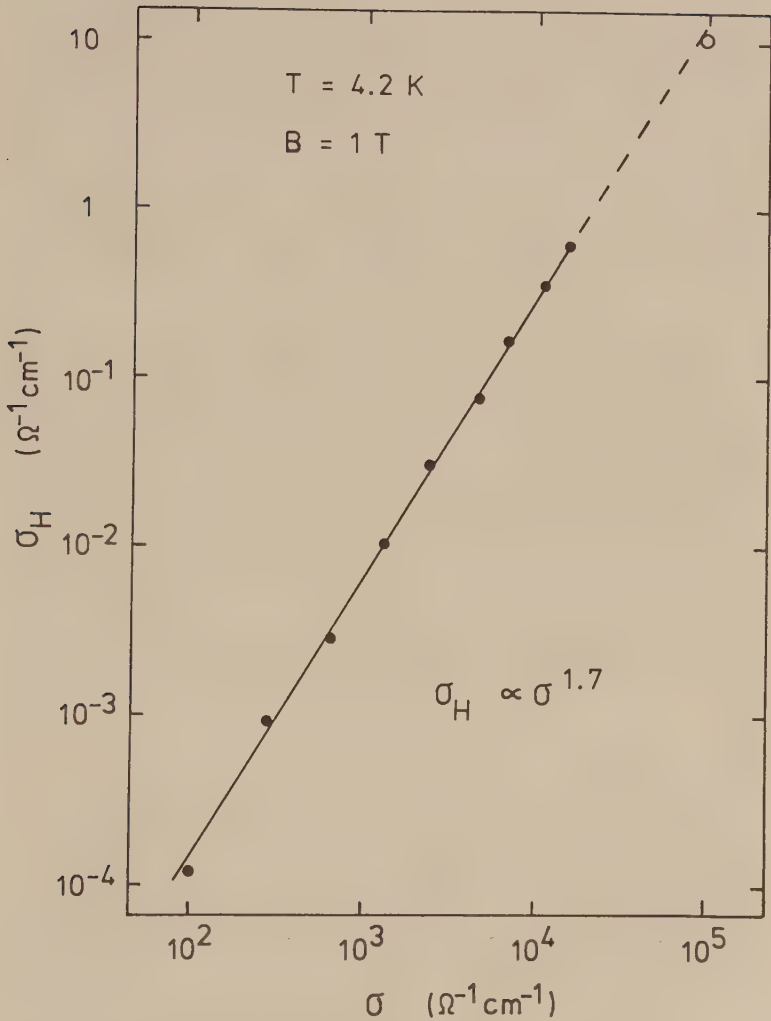


Fig. 4.2 Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der Leitfähigkeit σ bei einer Temperatur von 4.2 K und einem Magnetfeld von 1 T. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Bereich, in dem Abweichungen vom kritischen Verhalten beobachtet werden. Der offene Kreis bezeichnet den Meßpunkt des reinen Sn.

eindeutige Beziehung zwischen diesen beiden Größen. Die Meßdaten können über den gesamten Konzentrationsbereich - reines, ungeordnetes Sn eingeschlossen - angepaßt werden mit Hilfe einer eindeutigen Beziehung von $\sigma_H \propto \sigma^h$, dabei ist $h = \tau/t = 1.70 \pm 0.05$ oder anders formuliert $g/t = 0.30 \pm 0.05$. Weiterhin ist hier der Hinweis angebracht, daß diese Verhältnisse der kritischen Exponenten unabhängig sind vom verwendeten Strukturmodell des Metalls und ebenso von der Wahl der kritischen Volumenkonzentration v_c .

Für den gesamten Konzentrationsbereich zeigt die Hallspannung U_H lineares Verhalten als Funktion des Magnetfeldes bis hinauf zu einem Maximalfeld von $B_{\max} = 3$ T. Die Bedingung kleiner Felder ($\mu_B \ll kT$) ist hier also erfüllt. Dies wird ebenso deutlich aus den Magnetowiderstandsdaten. Im untersuchten Bereich ist der Magnetowiderstand $\Delta\rho/\rho$ immer positiv. Die Werte von $\Delta\rho/\rho$ nehmen ab mit kleiner werdender Sn-Konzentration und sind immer kleiner als 0.01 bei einem Feld von $B = 3$ T. Magnetfelder dieser Größenordnung verändern das kritische Verhalten der Leitfähigkeit und auch die kritische Konzentration nicht. Der MIÜ wird also nicht beeinflusst.

4.1.2 Vergleich von Theorie und Experiment

Da es sich bei diesen Messungen in Sn:Ar zusammen mit den Halleffekt-Messungen in Al:Ge /8/ um eine der ersten Untersuchungen des kritischen Verhaltens des Hall-Koeffizienten R_H in einem perkolierenden System handelt, können deren Ergebnisse als Test der existierenden Theorien und Computersimulationen dienen.

Die Resultate in Sn:Ar sind in qualitativer Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen, die ein divergierendes Verhalten des Hall-Koeffizienten R_H an der Perkolationschwelle vorhersagen /25,26,27/. Sie sind jedoch

im Widerspruch zu den Ergebnissen einer effektiven Medium Theorie (EMT) von Cohen und Jortner /24/. Diese Autoren berechneten ein konstantes Verhalten des Hall-Koeffizienten R_H am MIÜ. Der experimentelle Wert des kritischen Exponenten von R_H in Sn:Ar von $g = 0.49 \pm 0.07$ kann verglichen werden mit den Rechnungen innerhalb eines statistischen Widerstandsnetzwerkes, die einen Wert ergab von $g = 0.29 \pm 0.05$ /25/, weiterhin mit einer Abschätzung innerhalb eines sogenannten "cayley-tree"-Modells von $g = 0.5 - 0.6$ /26/ und letztlich mit dem Resultat eines "nodes-links"-Modells, das einen Exponenten angibt im Bereich von $g = 0.6 - 1.0$ /27/. Bei den beiden letzteren Modellen handelt es sich um spezielle Modifikationen eines Widerstandsnetzwerkes, in dem bestimmte Widerstandswerte besetzt oder nicht besetzt werden. Der zuletzt genannte Wert von g hängt empfindlich ab vom Wert eines Parameters δ , der im Bereich von $0 - 0.4$ liegen kann. Innerhalb des "nodes-links"-Modells von Ref. 27 verhält sich die Leitfähigkeit σ und die Hall-Konstante R_H wie $\sigma \propto (v-v_c)^{2-\delta}$ und $R_H \propto (v-v_c)^{\delta-1}$. Ein Wert von $\delta = 0.4$ ergibt also für den Exponenten der Leitfähigkeit (Sn:Ar : $t = 1.6 \pm 0.1$) gute Übereinstimmung. Entsprechend liegt dann der theoretische Wert $g = 0.6$ nahe am experimentellen Exponenten in Sn:Ar von $g = 0.49 \pm 0.07$.

Eine weitere Hall Effekt Messung in einem perkolierenden System /8/, nämlich in Al:Ge, gibt für den kritischen Exponenten des Hall-Koeffizienten R_H einen Wert von $g = 0.38 \pm 0.05$ an. Auf Grund von experimentellen Schwierigkeiten ist dieser Wert jedoch mit einigen Unsicherheiten behaftet. Anders als im System Sn:Ar tragen im System Al:Ge sowohl das metallische Al als auch das Ge zur Leitfähigkeit und auch zum Hall-Koeffizienten bei. Nach einer Theorie von Bergman und Stroud /95/ setzt sich der effektive Hall-Koeffizient R_e einer Mischung, die aus einem guten und einem Leiter besteht, zusammen aus zwei Termen :

$$R_e = R_M \cdot (v - v_c)^{-g} + R_I (\sigma_I / \sigma_M)^2 \cdot (v - v_c)^{-2t} \quad (4.1)$$

dabei sind t und g die kritischen Exponenten der Leitfähigkeit bzw. des Hall-Koeffizienten, R_M , R_I die Hall-Koeffizienten des guten bzw. schlechten Leiters und σ_M , σ_I die entsprechenden Leitfähigkeiten. In Sn:Ar ist $\sigma_I \approx 0$ bei $T = 4.2$ K, daher verschwindet der zweite Term und der kritische Exponent g kann direkt aus der Messung des Hall-Koeffizienten als Funktion von $(v - v_c)$ bestimmt werden. In Al:Ge ist $\sigma_I / \sigma_M \approx 0.01$, so daß der zweite Term wegen $2t \gg g$ dominiert. Für die Leitfähigkeit wurde in Al:Ge ein kritischer Exponent von $t = 1.75 \pm 0.08$ bestimmt und für den effektiven Hall-Koeffizienten R_e ein entsprechender Wert von 3.8 ± 0.2 , also ein Wert, der einem Exponenten von $2t$ innerhalb der Fehlergrenzen entspricht.

Um den Exponenten g bestimmen zu können, wurde das Al aus dem System herausgeätzt und dann am verbleibenden Ge Hall Effekt Messungen vorgenommen. Die Ergebnisse waren konsistent mit dem ersten Term in Gl. 4.1, mit einem Wert des kritischen Exponenten $g = 0.38 \pm 0.05$. Unter Berücksichtigung der Fehler ist dieser Wert in Übereinstimmung mit dem in Sn:Ar ermittelten Wert von $g = 0.49 \pm 0.07$.

Mit dieser Meßtechnik und insbesondere mit dem Herausätzen des Metalls sind jedoch Probleme verbunden. Die Ätzlösung greift neben dem Metall auch die Ge-Matrix an, wenn auch die Abtragungsrate für das Ge kleiner ist als für Al. Die Leitfähigkeit des behandelten Ge-Systems hängt empfindlich ab von der Dauer des Ätzvorganges. Da das Ge - wie die Autoren anmerken - stark dotiert ist, stellt sich die Frage, ob tatsächlich das Metall vollständig aus der Ge-Matrix entfernt wird.

Zum Vergleich der beiden experimentellen Arbeiten in Sn:Ar und Al:Ge läßt sich weiterhin sagen, daß der unter-

suchte Konzentrationsbereich in beiden Experimenten unterschiedlich groß ist. In Al:Ge wurde ein Bereich von $2 \leq (v-v_c)/v_c \leq 4$ untersucht, in Sn:Ar ein Bereich von $0.1 \leq (v-v_c)/v_c \leq 3.7$. Der Meßpunkt in unmittelbarer Nähe der kritischen Konzentration ist in Sn:Ar etwa um einen Faktor von 20 näher am MIÜ als in Al:Ge.

Tabelle 2 : Werte der kritischen Exponenten in Theorie und Experiment.

kritische Exponenten der Transportparameter				
	σ	R_H	σ_H	
Al:Ge	1.75 ± 0.08	0.38 ± 0.05	3.12 ± 0.20	/8/
Sn:Ar	1.6 ± 0.1	0.49 ± 0.07	2.7 ± 0.2	
Theorie	1.64 ± 0.04	0.29 ± 0.05	3.0 ± 0.1	/25/
		0.37 ± 0.08		/96/
	1.7 ± 0.1	$0.5 - 0.6$	$2.8 - 2.9$	/26/
	$1.6 - 2.0$	$0.6 - 1.0$	$2.6 - 3.0$	/27/

Innerhalb einer weiteren experimentellen Arbeit /30/ wurde die Hall-Beweglichkeit μ_H in granularem Al (Al in Al_2O_3 -Matrix) als Funktion der Leitfähigkeit σ gemessen mit dem Ergebnis, daß sich μ_H verhält gemäß $\mu_H \propto \sigma^{0.5}$. Dieser Exponent ist etwas kleiner als der entsprechende Wert in Sn:Ar, wo μ_H zusammenhängt mit der Leitfähigkeit wie $\mu_H \propto \sigma^{0.7}$, und ebenfalls kleiner als im System Al:Ge, in dem gilt $\mu_H \propto \sigma^{0.78}$. Da die Autoren jedoch nicht in der Lage waren, den Volumenanteil des Metalls zu messen, war es ihnen nicht möglich, Werte für kritische Exponenten anzugeben. Daher ist ein quantitativer Vergleich mit den Ergebnissen in Sn:Ar und auch in Al:Ge nicht möglich.

Das Gleiche gilt für die Hall Effekt Messungen an den granularen Systemen $W:Al_2O_3$ und $Au:Al_2O_3$ /29/. Hier wurde der Hall-Koeffizient R_H bestimmt als Funktion des spezifischen Widerstandes ρ , jedoch nicht als Funktion der Volumenkonzentration des entsprechenden Metalls, so daß kritische Exponenten nicht angegeben werden konnten.

4.1.3 Der Magnetowiderstand in Sn:Ar

Das Verhalten des Magnetowiderstandes in perkolierenden Strukturen ist bisher experimentell noch nicht untersucht worden. Deshalb bietet sich hier die Möglichkeit, die Resultate der Magnetowiderstands-Messungen, die innerhalb dieser Arbeit durchgeführt wurden, mit der theoretischen Arbeit von D.J. Bergman /31/, deren Grundzüge in Abschnitt 2.2.3 erläutert wurden, zu vergleichen. Im folgenden sollen nun die Resultate der Magnetowiderstands-Messungen als Funktion der Metallvolumenkonzentration im Zusammenhang mit den theoretischen Überlegungen diskutiert werden.

Das System Sn:Ar stellt einen Grenzfall des theoretischen Modells dar, das für eine Mischung eines guten Leiters mit der Leitfähigkeit σ_M und einem schlechten Leiter mit Leitfähigkeit σ_I ausgearbeitet wurde. In Sn:Ar ist $\sigma_I \approx 0$ bei $T = 4.2$ K. Für diesen Fall reduziert sich die Beziehung für die effektive Magneto-Leitfähigkeit $\Delta\sigma_e$ (Gl. 2.5) auf :

$$\Delta\sigma_e = (a+b) (v-v_c)^t + c (v-v_c)^{t_M} \quad \text{für } v > v_c \quad (4.2)$$

$$\text{mit } a = c_1 \cdot \Delta\sigma_{M\perp}; \quad b = c_2 \cdot \Delta\sigma_{M\parallel}; \quad c = c_3 \left(\sigma_{HM} / \sigma_M \right)$$

dabei sind c_1 , c_2 und c_3 Konstanten, $\Delta\sigma_{M\perp}$ und $\Delta\sigma_{M\parallel}$ die transversalen bzw. longitudinalen Komponenten der Magneto-Leitfähigkeit und σ_{HM} und σ_M die Hall-Leitfähigkeit bzw. die Leitfähigkeit des guten Leiters. Weiterhin ist t der kritische Exponent der Leitfähigkeit, t_M ein neuer Exponent,

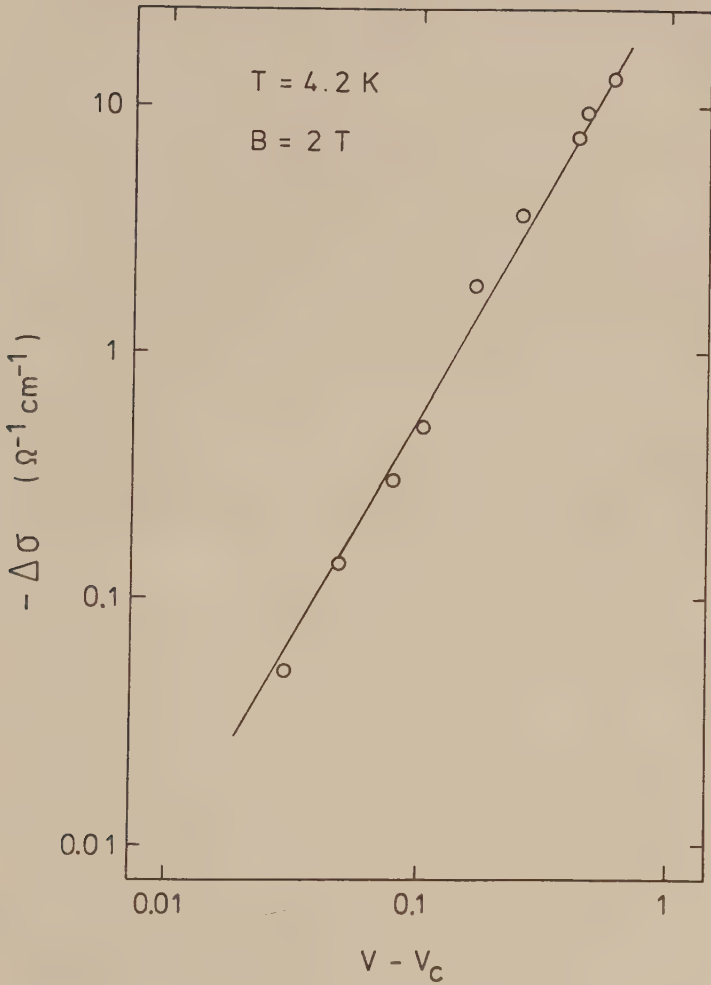


Fig. 4.3 Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ in Sn:Ar als Funktion des Abstandes von der kritischen Sn-Konzentration bei einem Magnetfeld von 2 T und einer Temperatur von 4.2 K. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit einem Wert für den kritischen Exponenten von $t = 1.8 \pm 0.15$.

der innerhalb der theoretischen Beschreibung des kritischen Verhaltens der Magnetoleitfähigkeit eingeführt wurde.

In Fig. 4.3 sind die gemessenen Werte der Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ dargestellt als Funktion des Abstandes von der kritischen Sn-Volumenkonzentration v_c . Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Daten. Da in Sn:Ar die Leitfähigkeit des reinen Sn groß ist gegenüber der entsprechenden Hall-Leitfähigkeit ($\sigma_H(\text{Sn})^2/\sigma(\text{Sn}) \approx 10^{-3}$), ist der zweite Term in Gl. 4.2 vernachlässigbar. Daher läßt sich hier nur der Exponent t bestimmen mit $t = 1.80 \pm 0.15$. Innerhalb der Fehlergrenzen entspricht dies dem experimentell ermittelten Wert des kritischen Exponenten der Leitfähigkeit in Sn:Ar. Aus dieser Darstellung läßt sich der neue Exponent t_M nicht bestimmen. Das kritische Verhalten der Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ entspricht dem der Leitfähigkeit σ .

Die Meßdaten des relativen Magnetowiderstandes $\Delta\rho/\rho$ als Funktion des Abstandes von der kritischen Konzentration in Sn:Ar sind in Fig. 4.4 aufgetragen. Dies ist gegenüber Fig. 4.3 eine wesentlich empfindlichere Darstellung. Die Daten zeigen, daß $\Delta\rho/\rho$ kleiner wird mit geringer werdender Sn-Volumenkonzentration. Dieses Verhalten ist jedoch im Widerspruch zur Vorhersage der Theorie /31/. Für den Fall $\sigma_I = 0$ (idealer Isolator) reduziert sich die Beziehung 2.6 in Abschnitt 2.2.3 für das kritische Verhalten des relativen Magnetowiderstandes $\Delta\rho/\rho$ auf den ersten konstanten Term. In Sn:Ar hat dieser einen Wert von $1.4 \cdot 10^{-3}$. Der zweite und vierte Term in Gl. 2.6 sind vernachlässigbar wegen der Bedingung $\rho_I \gg \rho_M$. Ebenfalls ist der dritte Term sehr klein, da der Vorfaktor $B^2 R_M^2 / \rho_M^2 \approx 10^{-8}$ in Sn:Ar ist (R_M , ρ_M sind der Hall-Koeffizient bzw. der spezifische Widerstand des reinen Sn). Der fünfte Term ließe sich nur unter Annahmen über den Vorfaktor R_I/ρ_I (R_I , ρ_I

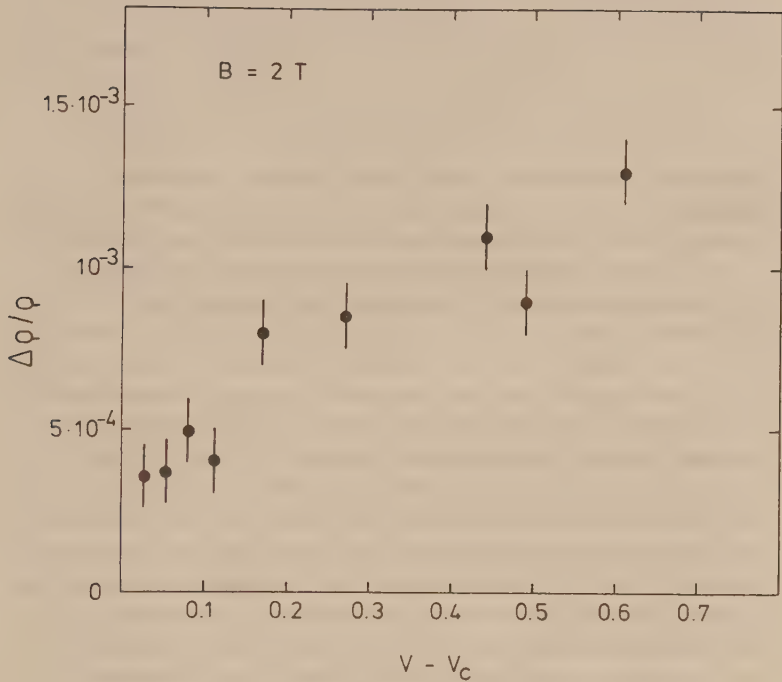


Fig. 4.4 Relativer Magnetowiderstand $\Delta\rho/\rho$ als Funktion des Abstandes von kritischen Sn-Volumenkonzentration bei einem Magnetfeld von 2 T.

Hall-Koeffizient bzw. Widerstand des schlechten Leiters) berücksichtigen, die physikalisch unsinnig sind.

Bezüglich des Verhaltens des relativen Magnetowiderstandes als Funktion des Abstandes von der kritischen Volumenkonzentration weichen also die Ergebnisse der experimentellen Arbeit am System Sn:Ar und die theoretischen Vorhersagen voneinander ab. Auf der anderen Seite ist die

theoretische Beschreibung des kritischen Verhaltens der Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Weitere Experimente und auch zusätzliche theoretische Arbeit können hier letztlich Klarheit schaffen.

4.2 Amorphe Bi:Kr - Mischungen

Reines Bi - aufgedampft auf eine 4 K-kalte Unterlage - entsteht amorph, wie durch Strukturuntersuchungen gezeigt werden konnte /82/. Dieser Zustand ist jedoch metastabil, d.h.: Erwärmung auf Temperaturen oberhalb von 10 K führt zu einem irreversiblen Übergang in die kristalline Bi-Modifikation /97/.

Beide Bi-Modifikationen zeigen drastische Unterschiede : Amorphes Bi (a-Bi) wird unterhalb von $T_c = 6$ K supra-leitend, während kristallines Bi auch unterhalb von 0.05 K keine supraleitenden Eigenschaften aufweist. Die Konzentration der Leitungselektronen ist mit $n_e = 3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ in a-Bi um eine Faktor von 10^4 größer als im kristallinen Zustand /98,99/. Verursacht wird diese Zunahme der Leitungselektronendichte und die damit verbundene Vergrößerung der Zustandsdichte, die verantwortlich ist für die supraleitenden Eigenschaften von a-Bi, durch eine Erhöhung der Packungsdichte in a-Bi im Vergleich zur kristallinen Struktur (a-Bi : Dichte = 10.25 g/cm^3 ; krist. Bi : Dichte = 9.8 g/cm^3). Dies konnte gezeigt werden in Hochdruckexperimenten im Bereich von 2 - 3 GPa an der rhomboedrischen Bi-Modifikation /100/.

Die Zumischung des Edelgases Kr ändert nichts am amorphen Zustand bei Kodeposition von Bi und Kr auf eine 4 K-kalte Unterlage. Das mitaufgedampfte Edelgas behindert die Diffusion der Metallatome und stabilisiert den metastabilen Zustand des a-Bi, dessen Kristallisationstemperatur mit zunehmendem Edelgasanteil bis auf 15 K ansteigt /66/. Im Gegensatz zu granularem Sn:Ar, wo kristalline Sn-Cluster

eingebettet sind in eine Ar-Matrix, handelt es sich beim System $\text{Bi}_x\text{Kr}_{1-x}$ um eine mikroskopisch homogene Mischung des Metalls mit dem Edelgas.

4.2.1 Kritisches Verhalten der Magnetotransportparameter in Bi:Kr

Das Verhalten der Leitfähigkeit σ und des Hall-Koeffizienten R_H als Funktion des relativen Abstandes von der kritischen Konzentration $x_c = 0.55$ ist dargestellt in Fig. 4.5. Die Meßpunkte, die mit einem Dreieck gekennzeichnet sind in Fig. 4.5 und Fig. 4.6, stammen aus einer Messung von G. Bergmann /99/ an reinem amorphen Bi. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen an die Meßdaten mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit den Beziehungen $R_H \propto [(x-x_c)/x_c]^{-0.69}$ für den Hall-Koeffizienten und $\sigma \propto [(x-x_c)/x_c]^{0.93}$ für die Leitfähigkeit /61/. Der experimentelle Fehler ist ± 0.10 für beide Exponenten. Die Abweichung vom kritischen Verhalten bei höheren Bi-Konzentrationen, gekennzeichnet durch gestrichelte Linien in Fig. 4.5, wird wahrscheinlich hervorgerufen durch Bandstruktureffekte, d.h.: die Zustandsdichte nimmt sehr stark ab in diesem Bereich. Diese Vermutung wird unterstützt durch Messungen der supraleitenden Sprungtemperatur T_c in $\text{Bi}_x\text{Kr}_{1-x}$ /61/. Im Konzentrationsbereich von $x_{\text{Bi}} = 1.0 - 0.72$ nimmt T_c linear mit x_{Bi} ab von $T_c = 6$ K bei $x_{\text{Bi}} = 1.0$ bis auf $T_c = 2.7$ K bei $x_{\text{Bi}} = 0.72$. Unter der Annahme, daß die Elektron-Phonon-Kopplungsstärke und die Coulomb-Abstoßung konstant bleiben in diesem Bereich, daß also die T_c -Abnahme ausschließlich verursacht wird durch Abnahme der Zustandsdichte an der Fermikante $N(E_F)$, ist $N(E_F)$ bei $x_{\text{Bi}}=0.72$ um einen Faktor von 2.3 kleiner als bei $x_{\text{Bi}}=1.0$. Trotzdem ist das System auch zwischen $0.72 < x_{\text{Bi}} < 1.0$ noch im Bereich der sogenannten "incipient localisation", da alle Leitfähigkeitswerte kleiner sind als der charakteristische Mooij-Wert von $5 \cdot 10^3 (\Omega\text{cm})^{-1}$, der die obere Grenze des kritischen Bereichs bildet /101/.

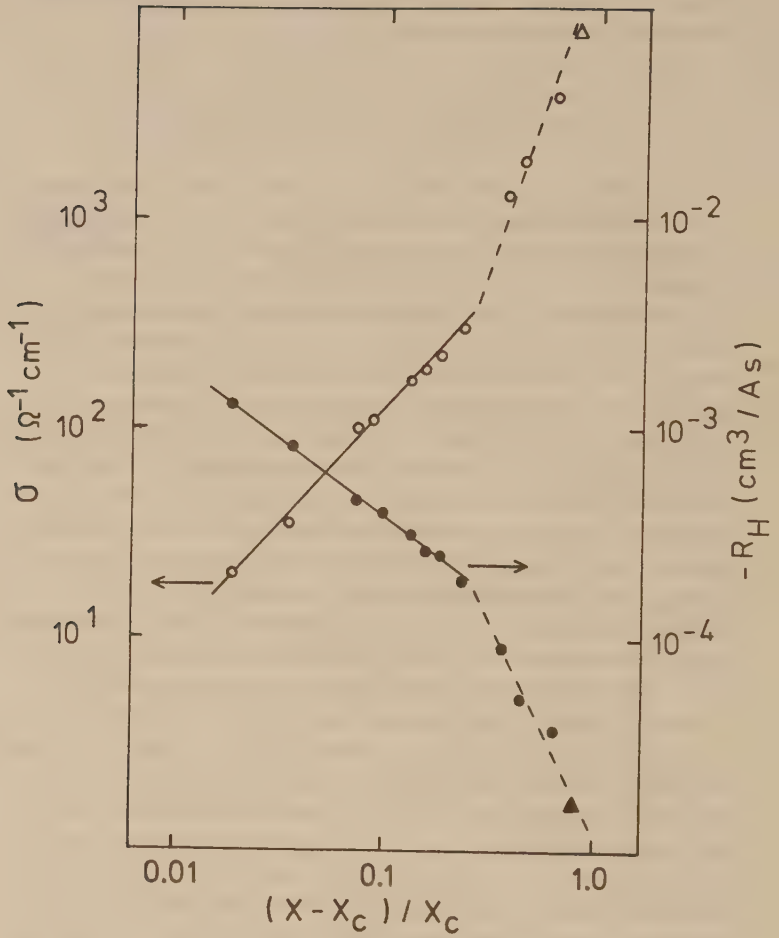


Fig. 4.5 Leitfähigkeit σ und Hall-Koeffizient R_H als Funktion des relativen Abstandes von der kritischen Bi-Konzentration $x_c = 0.55$. Die Meßpunkte, die mit einem Dreieck gekennzeichnet sind, entstammen einer Messung von Ref. 99. Weitere Erläuterungen im Text.

Die Darstellung der Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der Leitfähigkeit σ (Fig. 4.6) zeigt eine eindeutige Beziehung zwischen diesen beiden Größen. Der Pfeil in Fig. 4.6 kennzeichnet die Konzentration, oberhalb der Abweichungen vom kritischen Verhalten beobachtet werden. Die Daten gehorchen der Beziehung $\sigma_H \propto \sigma^{1.28 \pm 0.05}$ über den gesamten Konzentrationsbereich. Dies ist ein überraschendes Ergebnis. Bandstruktureffekte scheinen in dieser Darstellung aufgehoben zu sein und die oben angeführte Beziehung ist erfüllt über einen Bereich von mehr als drei Größenordnungen in σ_H und mehr als zwei Größenordnungen in σ . Zusätzlich ist festzuhalten, daß der niedrigste Leitfähigkeitswert in unmittelbarer Nähe der kritischen Konzentration $x_c = 0.55$ ist mit $(x-x_c)/x_c = 0.018$.

Die Magnetoleitfähigkeitsdaten dargestellt in Fig. 4.7 zeigen, daß $\Delta\sigma$ immer negativ ist und proportional zu B^2 bis hin zu den niedrigsten Bi-Konzentrationen auf der metallischen Seite. Der negative Beitrag zu $\Delta\sigma$ wird verursacht durch Spin-Bahn Streuung, die in Bi sehr stark ist /102/. Es erscheint naheliegend, die beobachtete Abnahme von $\Delta\sigma$ mit abnehmender Bi-Konzentration Lokalisations-effekten zuzuschreiben, die einen positiven Beitrag zu $\Delta\sigma$ liefern würden, jedoch kann hier nicht ausgeschlossen werden, daß dieser Effekt durch die Reduzierung der Bi-Atome hervorgerufen wird, die wiederum eine Verringerung der Spin-Bahn Streuung bewirkt.

In reinem Bi /99/ und in einer Probe mit 90 % Bi-Konzentration konnten keine Magnetowiderstandseffekte beobachtet werden. In diesen Proben mit sehr hoher Leitfähigkeit ist es schwierig, einen Magnetowiderstand zu messen. Auf Grund der sehr kleinen $\Delta\sigma$ -Werte ($\Delta\sigma/\sigma < 0.5$ % im gesamten Konzentrationsbereich) läßt sich schließen, daß ein Magnetfeld mit einer Feldstärke bis zu 3 T die Leitfähigkeit und die kritischen Exponenten nicht beeinflusst. Weiterhin zeigt das lineare Verhalten der Hall-

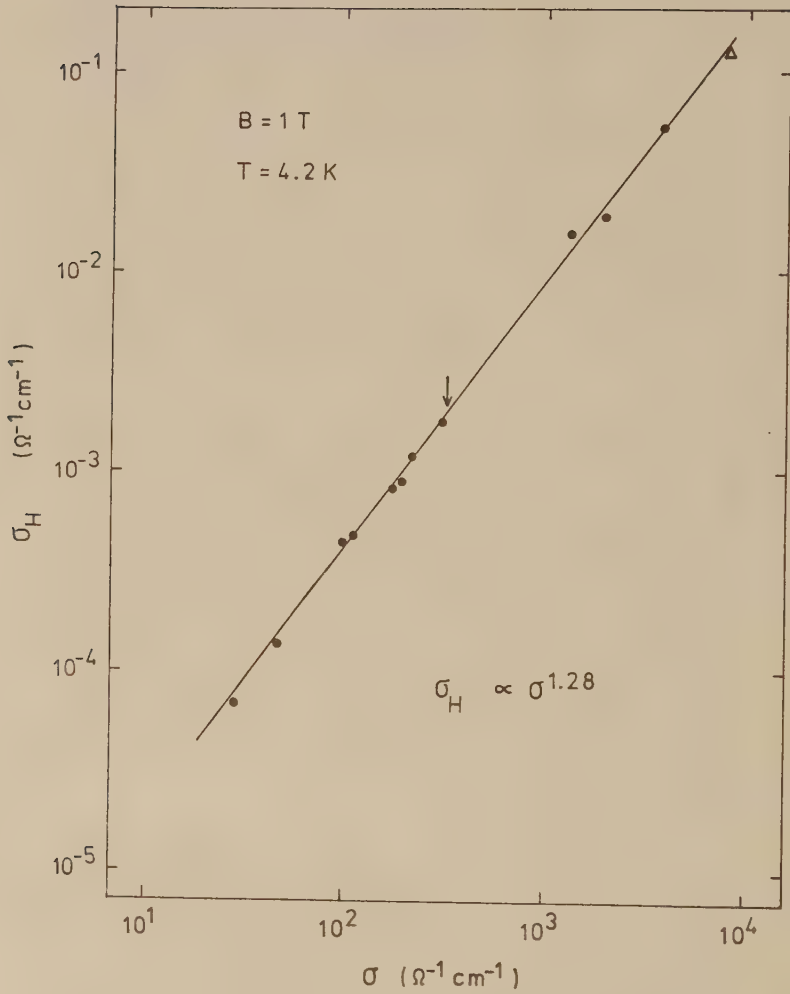


Fig. 4.6 Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der Leitfähigkeit σ bei einem Magnetfeld von 1 T und einer Temperatur von 4.2 K. Der Datenpunkt der mit einem Dreieck gekennzeichnet ist, entstammt einer Messung von Ref. 99. Weitere Erläuterungen im Text.

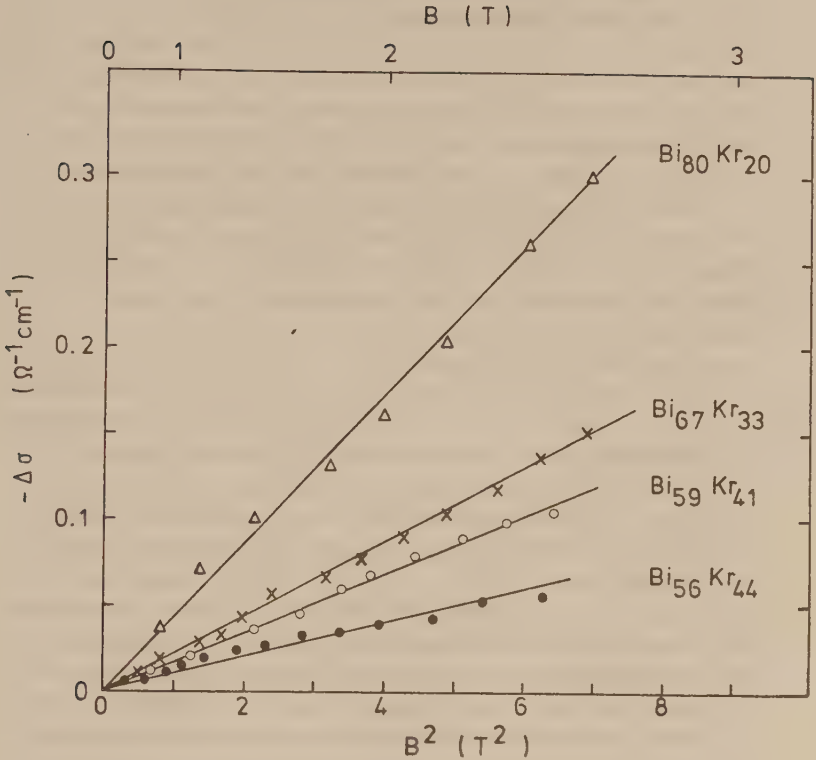


Fig. 4.7 Magnetoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ als Funktion des Magnetfeldes für verschiedene $\text{Bi}_x\text{Kr}_{1-x}$ -Mischungen bei 4.2 K.

spannung mit anwachsendem Magnetfeld (Fig. 3.5), daß das Feld nicht in der Lage ist, den MIÜ zu "tunen", die kritische Konzentration x_c zu verschieben, bei der der MIÜ auftritt. Die Bedingung kleiner Felder ($\mu_B B \ll kT$) - eine fundamentale Forderung der Lokalisationstheorie /3/ - wird von diesem Experiment erfüllt.

4.2.2 Vergleich experimenteller Ergebnisse mit der Lokalisationstheorie

Bisher existiert nur eine theoretische Arbeit, die sich mit dem kritischen Verhalten des Hall-Koeffizienten und der Hall-Leitfähigkeit in ungeordneten, metallischen Systemen in der Nähe des MIÜ beschäftigt /3/. Weiterhin gibt es nur eine veröffentlichte experimentelle Arbeit zu diesem Problem, nämlich eine Hall-Effekt Messung als Funktion der Verunreinigungskonzentration in kompensiertem Ge:Sb /4/. Zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit können die Resultate der Messung an Ge:Sb als Test der Lokalisationstheorie dienen.

Die Scaling-Lokalisationstheorie von Shapiro und Abrahams /3/ sagt für die Hall-Leitfähigkeit σ_H in der Nähe des MIÜ ein Verhalten gemäß einem Potenzgesetz voraus mit $\sigma_H \propto (x-x_c)^{\nu_H}$. Der Wert des kritischen Exponenten ν_H ist nach dieser Theorie doppelt so groß wie der Exponent der Leitfähigkeit, also $\nu_H = 2\nu = 2$. Auf Grund der Beziehung zwischen der Hall-Konstanten R_H , der Hall-Leitfähigkeit σ_H und der Leitfähigkeit σ $R_H = (\sigma_H/\sigma^2) \cdot B$ strebt der Hall-Koeffizient am MIÜ einem konstanten Wert zu. Der kritische Exponent von R_H ist also gleich null. Streng genommen gelten diese Resultate nur für ein infinitesimal kleines Magnetfeld B , jedoch räumen die Autoren ein, daß Magnetfelder, die den kritischen Exponenten der Leitfähigkeit nicht verändern - also klassische Magnetfelder ($\mu_B B \ll kT$) -, die Gültigkeit dieser Theorie nicht beeinträchtigen.

In den experimentellen Arbeiten am dotierten Halbleiter Ge:Sb /4/ und am amorphen System Bi:Kr wurden jedoch Werte für die kritischen Exponenten von R_H und σ_H ermittelt, die im Widerspruch zu den Ergebnissen der Lokalisationstheorie /3/ sind. Im Gegensatz zu den theoretischen Voraussagen zeigen die experimentellen Ergebnisse (s. Tab-

belle 3), daß der Hall-Koeffizient am MIÜ divergiert. Ebenso ist der kritische Exponent der Hall-Leitfähigkeit σ_H nicht zweimal so groß wie der der Leitfähigkeit, sondern nur wenig größer.

Tabelle 3: Kritische Exponenten in Lokalisationstheorie und Experiment

kritische Exponenten der Transportparameter :			
	σ	R_H	σ_H
Ge:Sb /4/	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.1 ± 0.1
Bi:Kr	0.93 ± 0.10	0.69 ± 0.10	1.19 ± 0.10
Theorie /3/	1.0	0	2.0

Da es sich bei dem amorphen $\text{Bi}_x\text{Kr}_{1-x}$ und dem dotierten Halbleiter Ge:Sb um physikalisch sehr unterschiedliche Systeme handelt, ist die Übereinstimmung in den kritischen Exponenten der Magnetotransportparameter um so erstaunlicher. Die beiden Systeme unterscheiden sich sowohl in der absoluten Ladungsträgerdichte, der Beweglichkeit der Ladungsträger als auch in der Art der Unordnung. Die kritische Ladungsträgerdichte in Bi:Kr ist $n_c = 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, während in Ge:Sb $n_c = 1.68 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist /4/. Entsprechend beträgt die Differenz in der Beweglichkeit der Ladungsträger in beiden Systemen etwa fünf Größenordnungen. Die Unordnung in Ge:Sb wird verursacht durch die statistische Verteilung der Sb-Atome in einer kristallinen Matrix. Dagegen ist bei tiefen Temperaturen abgeschreckt kondensiertes Bi:Kr röntgenamorph /82/, also ohne jede langreichweitige Ordnung und mit dem typischen sehr kleinen Wert ($\ell \approx a$) für die mittlere freie Weglänge eines

ungeordneten Metalles. Die Übereinstimmung im kritischen Verhalten der Hall-Leitfähigkeit σ_H und des Hall-Koeffizienten R_H in so unterschiedlichen Systemen liefert einen starken Hinweis auf die Universalität der kritischen Exponenten.

Der Widerspruch zwischen Theorie und Experiment scheint dagegen von fundamentaler Natur zu sein. Da der Hall-Koeffizient R_H proportional zur inversen Leitungselektronendichte ist, also $R_H \propto 1/n_e$ - streng genommen gilt diese Beziehung zwar nur im Modell freier Elektronen, jedoch sind einige Autoren der Meinung /3,103/, daß diese Relation auch in unmittelbarer Nähe des MIÜ zumindest näherungsweise ihre Gültigkeit behält - ergeben sich aus den Ergebnissen von Theorie und Experiment unterschiedliche Verhaltensweisen der Leitungselektronendichte und deren Beweglichkeit am MIÜ. Ein konstanter Wert des Hall-Koeffizienten am MIÜ bedeutet eine endliche Leitungselektronendichte an dieser Stelle. Konsequenterweise wird dann, da die Leitfähigkeit verschwindet bei der kritischen Konzentration x_c , der MIÜ hervorgerufen durch das Verschwinden der Beweglichkeit der Leitungselektronen. Dagegen hat das Divergieren des Hall-Koeffizienten in diesem Modell die Bedeutung, daß am MIÜ keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Da aber die kritischen Exponenten von Leitfähigkeit und Hall-Koeffizienten unterschiedlich sind in ihren Beträgen, deuten die experimentellen Ergebnisse darauf hin, daß bei Annäherung an die kritische Konzentration sowohl die Ladungsträgerdichte als auch deren Beweglichkeit verschwindet. Diese Überlegungen sind konsistent mit den Ergebnissen von Messungen der Wärmekapazität am ungeordneten, metallischen System Au:Ge /104/. Dort konnte gezeigt werden, daß der Koeffizient der Wärmekapazität γ , der abhängig ist von der Zustandsdichte an der Fermikante $\tilde{N}(E_F)$, am MIÜ verschwindet. Da nur Elektronen in unmittelbarer Nähe der Fermienergie E_F zum Transport beitragen, entspricht dies dem Verschwinden der

Leitungselektronendichte am MIÜ.

Ursache für die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist wahrscheinlich die Vernachlässigung von Beiträgen der Elektron-Elektron Wechselwirkung von Seiten der Theorie. Die Coulomb-Wechselwirkung scheint jedoch im Transportverhalten von ungeordneten Systemen eine wichtige Rolle zu spielen, da die diffusive Bewegung der Elektronen deren Abschirmvermögen vermindert und so die Elektron-Elektron Wechselwirkung verstärkt /39/. In Ge:Sb konnte durch Magnetowiderstandsmessungen gezeigt werden /4/, daß die Korrektur zum spezifischen Widerstand $\Delta\rho$ bei hohen Magnetfeldern ($\mu_B B \gg kT$) sich wie $\Delta\rho \propto B^{1/2}$ verhält, also hier die Coulomb-Wechselwirkung einen Beitrag liefert. Ebenso deutet die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen in Bi:Kr, die eine $T^{1/2}$ -Abhängigkeit aufweist, darauf hin, daß auch in diesem System die Elektron-Elektron Wechselwirkung eine wichtige Rolle spielt /66/. Obwohl die Coulomb-Wechselwirkung in ungeordneten Systemen einen deutlichen Einfluß zu haben scheint auf das kritische Verhalten der Hall-Leitfähigkeit, wird jedoch allgemein angenommen /105/, daß das Verhalten der Leitfähigkeit von der Coulomb-Wechselwirkung nicht verändert wird.

Auf der anderen Seite ist es aber erstaunlich, daß in den Systemen Bi:Kr und Ge:Sb, die sich - wie schon erwähnt wurde - in der Leitungselektronendichte um etwa fünf Größenordnungen unterscheiden, der Beitrag der Coulomb-Wechselwirkung zum gleichen kritischen Verhalten in R_H führt. Auf Grund der großen Differenz in der Ladungsträgerdichte sollte auch die Stärke der Elektron-Elektron Wechselwirkung in beiden Systemen unterschiedlich sein. Möglicherweise spielen noch andere Mechanismen neben der Coulomb-Wechselwirkung eine wichtige Rolle, die von der Theorie bisher unberücksichtigt geblieben ist. Weitere Arbeit von theoretischer Seite, die sowohl den Einfluß von

Lokalisation, als auch den der Elektron-Elektron Wechselwirkung im kritischen Bereich berücksichtigt, im Zusammenhang mit weiteren Experimenten, die die Universalität der kritischen Exponenten des Hall-Koeffizienten und der Hall-Leitfähigkeit absichern, ist letztlich notwendig.

4.3 Vergleich : Sn:Ar - Bi:Kr

Abschließend sollen nun die Ergebnisse der Magnetotransportmessungen in den beiden untersuchten Metall-Edelgas Mischungen Sn:Ar und Bi:Kr miteinander verglichen werden. Beide Systeme unterscheiden sich deutlich im kritischen Verhalten der Transportparameter, der Leitfähigkeit σ , der Hall-Konstanten R_H und der Hall-Leitfähigkeit σ_H .

Tabelle 4 : Vergleich der kritischen Exponenten in Sn:Ar und Bi:Kr.

Kritische Exponenten der Transportparameter :			
	σ	R_H	σ_H
Bi:Kr	0.93 ± 0.10	0.69 ± 0.10	1.19 ± 0.10
Lokalisations- theorie	1.0	0	2.0 /3/
Sn:Ar	1.6 ± 0.1	0.49 ± 0.07	2.7 ± 0.2
Perkolations- theorie	1.64 ± 0.04	0.29 ± 0.05	3.0 ± 0.1 /25/
		0.37 ± 0.08	/96/
	1.7 ± 0.1	$0.5 - 0.6$	$2.8 - 2.9$ /26/
	$1.6 - 2.0$	$0.6 - 1.0$	$2.6 - 3.0$ /27/

Diese Unterschiede sind ebenfalls sichtbar in der Darstellung der Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der Leitfähigkeit σ (Fig. 4.8), jedoch werden auch Gemeinsamkeiten sichtbar. In beiden Systemen weisen die Transportparameter

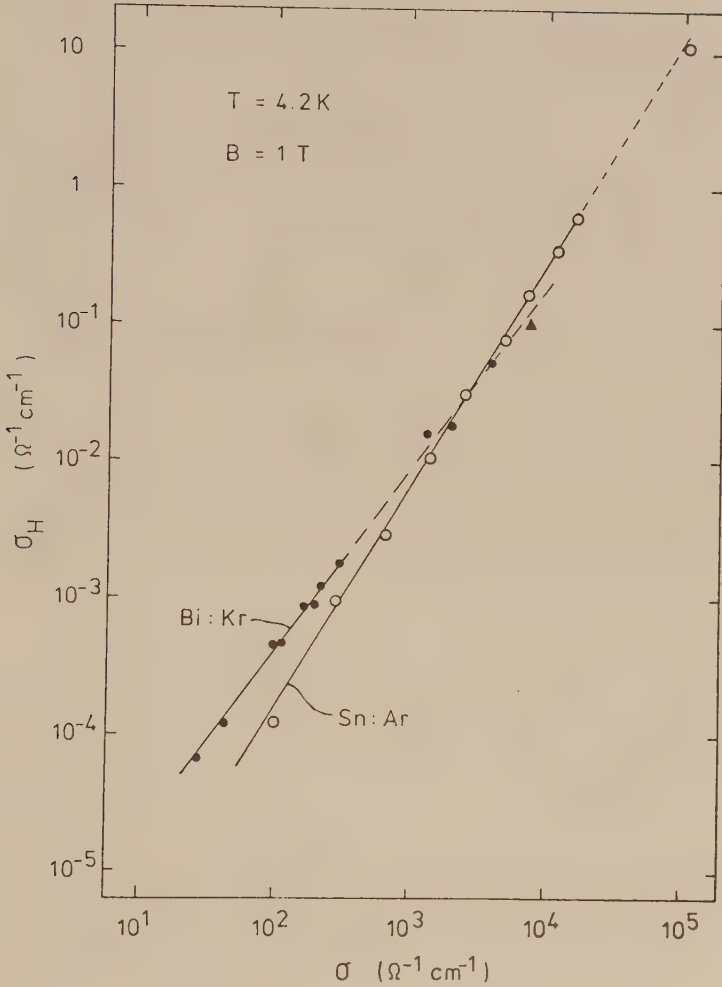


Fig. 4.8 Hall-Leitfähigkeit σ_H als Funktion der Leitfähigkeit σ in den beiden Metall-Edelgas Mischungen Bi:Kr und Sn:Ar. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem Abweichungen vom kritischen Verhalten beobachtet werden (s. Fig. 4.1 und 4.5).

als Funktion des Abstandes von der kritischen Konzentration x_c bzw. der kritischen Volumenkonzentration v_c oberhalb bestimmter Konzentrationswerte Abweichungen auf vom kritischen Verhalten (s. Fig. 4.1 und 4.5). Diese Abweichungen - gekennzeichnet durch gestrichelte Linien in Fig. 4.8 - sind nicht zu beobachten in der Darstellung von σ_H als Funktion von σ . Für beide Systeme ist es möglich, vom kritischen Verhalten (durchgezogene Linie in Fig. 4.8) auf den Wert des reinen Metalls zu extrapolieren.

Im Vergleich mit den jeweiligen theoretischen Modellen ergibt sich für das Perkolationssystem Sn:Ar eine relativ gute Übereinstimmung mit den theoretischen Rechnungen, während für das Lokalisationssystem Bi:Kr die Situation in dieser Hinsicht noch unbefriedigend ist (s. Tabelle 4). Die experimentellen Ergebnisse sind hier im klaren Widerspruch zu den theoretischen Überlegungen /3/, obwohl Übereinstimmung besteht mit einer weiteren Hall-Effekt Messung in einem anderen ungeordneten System /4/.

V. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Messungen des Hall-Effekts und der Leitfähigkeit in der Nähe des MIÜ an zwei verschiedenen Metall-Edelgas Mischungen durchgeführt. Die Systeme Sn:Ar und Bi:Kr wurden ausgewählt, da sie sich hinsichtlich ihrer Struktur und der Natur des MIÜ unterscheiden. In granularem Sn:Ar, das aus kristallinen Sn-Clustern in einer Ar-Matrix besteht, hat der MIÜ geometrische Ursachen, und das Verhalten der Leitfähigkeit in der Nähe des MIÜ läßt sich durch die Perkolationstheorie erklären /65/. Dagegen wird der MIÜ in amorphem Bi:Kr durch Anderson-Lokalisations hervorgerufen /61/.

Die Hall-Effekt Messungen ergaben, daß der Hall-Koeffizient R_H in der Nähe der kritischen metallischen Volumenkonzentration divergiert gemäß $R_H \propto (v-v_c)^{-g}$, mit einem kritischen Exponenten $g = 0.49 \pm 0.07$. Am MIÜ verschwindet die Leitfähigkeit σ und die Hall-Leitfähigkeit σ_H gemäß $\sigma \propto (v-v_c)^t$, mit dem Exponenten $t = 1.6 \pm 0.1$ bzw. $\sigma_H \propto (v-v_c)^\tau$, mit $\tau = 2.7 \pm 0.2$. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit der Perkolationstheorie, die einen Leitfähigkeitsexponenten im Bereich von $t = 1.6 - 2.0$ /12,18,19/ für dreidimensionale Systeme angibt. Insbesondere ist der Wert des kritischen Exponenten g des Hall-Koeffizienten R_H in qualitativer Übereinstimmung mit den theoretischen Rechnungen innerhalb von Computersimulationen an zufälligen Widerstandsnetzwerken, die Werte im Bereich von $g = 0.3 - 1.0$ angeben /25,26,27,96/. Im Widerspruch ist das experimentelle Ergebnis jedoch zu den Resultaten einer effektiven Medium Theorie /24/, die ein konstantes Verhalten des Hall-Koeffizienten in der Nähe der Perkolationsschwelle voraussagt.

Die Meßergebnisse im ungeordneten System Bi:Kr zeigen, daß auch hier der Hall-Koeffizient divergiert bei Annäherung an den MIÜ. Als Funktion des Abstandes von der kritischen

atomaren Metallkonzentration x_c verhält sich R_H gemäß $R_H \propto (x-x_c)^{-0.69}$. Der experimentelle Fehler ist dabei ± 0.10 . Die Leitfähigkeit σ und die Hall-Leitfähigkeit σ_H verschwinden am MIÜ gemäß einem Potenzgesetz $\sigma \propto (x-x_c)^\nu$, mit dem Exponenten $\nu = 0.93 \pm 0.10$ bzw. $\sigma_H \propto (x-x_c)^{\nu_H}$ mit $\nu_H = 1.19 \pm 0.10$. Diese Werte stimmen sehr gut überein mit den Meßergebnissen von Field und Rosenbaum /4/, die das kritische Verhalten in einem anderen ungeordneten System, dem dotierten, kompensierten Halbleiter Ge:Sb untersuchten. Da beide Systeme sich hinsichtlich Ladungsträgerdichte, Beweglichkeit der Ladungsträger und der Art der Unordnung stark unterscheiden, ist die Übereinstimmung im kritischen Verhalten der Magnetotransportparameter ein Hinweis auf die Universalität der experimentell ermittelten kritischen Exponenten.

Die Meßergebnisse in Bi:Kr und Ge:Sb sind jedoch im Widerspruch zu den Resultaten der Lokalisationstheorie bezüglich des kritischen Verhaltens der Hall-Leitfähigkeit und der Hall-Konstanten /3/. Die Theorie sagt hier ein konstantes Verhalten von R_H und einen Wert des kritischen Exponenten $\nu_H = 2.0$ von σ_H in der Nähe des MIÜ voraus. Es liegt nahe, die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment der Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung zuzuordnen. Dagegen spricht jedoch die Tatsache, daß die in den beiden Systemen Bi:Kr und Ge:Sb gefundenen Exponenten von ν_H gleich sind. Die beiden Systeme unterscheiden sich jedoch, wie bereits gesagt, um über fünf Größenordnungen in der kritischen Elektronenkonzentration. Der Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung sollte daher in diesen beiden Systemen stark verschieden sein.

Abschließend läßt sich sagen, daß Hall-Effekt Messungen in Kombination mit Messungen der Leitfähigkeit in Systemen, die einen MIÜ aufweisen, zusätzliche Informationen liefern können über die Mechanismen, die den Übergang hervorrufen.

VI. Literaturverzeichnis

1. P.A. Lee und T.V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. 57, 287 (1985)
2. G. Deutscher, A. Kapitulnik und M. Rappaport in "Percolation, Structures and Prozsses", Annals of the Israel Physical Society, Vol. 5; Hrsg. G. Deutscher, R. Zallen und J. Adler, (Jerusalem, 1983)
3. B. Shapiro und E. Abrahams, Phys. Rev. B24, 4025 (1981)
4. S.B. Field und T.F. Rosenbaum, Phys. Rev. Lett. 55, 522 (1985)
5. H.J. Juretschke, R. Landauer und J.A. Swanson, J. Appl. Phys. 27, 838 (1956)
6. M.F. Levinshstein, M.S. Schur und A.L. Efros, Sov. Phys. JETP 42, 1120 (1976)
7. D.J. Bergman in "Percolation, Structures and Prozesses", Annals of the Israel Physical Society, Vol. 5; Hrsg. G. Deutscher, R. Zallen und J. Adler, (Jerusalem, 1983)
8. U. Dai, A. Palevski und G. Deutscher, Phys. Rev. B36, 790 (1987)
9. D.E. Khmelnitskii, JETP Lett. 32, 229 (1980)
10. G. Deutscher, A.M. Goldman und H. Micklitz, Phys. Rev. B31, 1679 (1985)
11. B. Abeles, Adv. Phys. 24, 407 (1975)
12. D. Stauffer, Phys. Rep. 54, 1 (1978)
13. D. Stauffer, A. Coniglio und M. Adam, Adv. Polymer Sci. 44, 103 (1982)
14. R. Zallen, The Physics of Amorphous Solids (Wiley and Sons, New York 1983)
15. S. Kirkpatrick, Rev. Mod. Phys. 45, 574 (1973)
16. V.K.S. Shante und S. Kirkpatrick, Adv. Phys. 20, 325 (1971)
17. B.J. Last und D.J. Thouless, Phys. Rev. Lett. 27, 1719 (1971)
18. S. Kirkpatrick in "Ill Condensed Matter", Hrsg. R. Balian, R. Maynard und G. Thoulouse (Les Houches, North Holland, 1978), S. 320

19. R.B. Pandey, D. Stauffer, A. Margolina und J. Zabolitzky, J. Stat. Phys. 34, 427 (1984)
20. B. Abeles, H.L. Pinch und J.I. Gittleman, Phys. Rev. Lett. 35, 247 (1976)
21. G. Deutscher, M. Rappaport und Z. Ovadyahu, Solid State Commun. 28, 593 (1978)
22. G. Deutscher und M. Rappaport, J. Physique Lett. 40, L-219 (1979)
23. A. Kapitulnik und G. Deutscher, J. Phys. A16, L-255 (1983)
24. M.H. Cohen und J. Jortner, Phys. Rev. Lett. 30, 696 (1973)
25. D.J. Bergman, Y. Kantor, D. Stroud und I. Webman, Phys. Rev. Lett. 50, 1512 (1983)
26. J. Straley, J. Phys. C13, L-773 (1980)
27. A.S. Skal und B.I. Shklovskii, Sov. Phys. Semicond. 8, 1029 (1975)
28. A. Palevski, M. Rappaport, A. Kapitulnik, A. Fried und G. Deutscher, J. Physique Lett. 45, L-367 (1984)
29. E.K. Sichel und J.I. Gittleman, Solid State Commun. 42, 75 (1982)
30. B. Bandyopadhyay, P. Lindenfeld, W. McLean und H.K. Sin, Phys. Rev. B26, 3476 (1982)
31. D.J. Bergman, wird veröffentlicht in Phil. Mag. (1987)
32. J. Straley, Phys. Rev. B15, 5733 (1977)
33. P.W. Anderson, Phys. Rev. 109, 1492 (1958)
34. N.F. Mott in "Electronics and Structural Properties of Amorphous Semiconductors", Hrsg. P.G. LeComber und J. Mort (Academic Press, London 1973), S. 1
35. N.F. Mott, Phil. Mag. 26, 1492 (1972)
36. T.F. Rosenbaum, R.F. Milligan, M.A. Paalanen, G.A. Thomas, R.N. Bhatt und W. Lin, Phys. Rev. B27, 7509 (1983)
37. F.J. Wegner, Z. Phys. B25, 327 (1976)
38. E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello und T.V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. 42, 673 (1979)
39. B.L. Altshuler und A.G. Aronov in "Electron-Electron Interaction in Disordered Solids", Hrsg. H. Pollak

- und A.L. Efros (North Holland, Amsterdam 1985), S. 1
40. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii und A.I. Larkin in "Quantum Theory of Solids", Hrsg. I.M. Lifshits (MIR-Publishers, Moskau 1982), S. 130
41. B.L. Altshuler und A.G. Aronov, Solid State Commun. 30, 115 (1979); Sov. Phys. JETP 50, 968 (1979)
42. W.L. McMillan und J. Mochel, Phys. Rev. Lett. 46, 556 (1981)
43. R.C. Dynes und J. Garno, Phys. Rev. Lett. 46, 137 (1981)
44. G. Hertel, D.J. Bishop, E.G. Spencer, J.M. Rowell und R.C. Dynes, Phys. Rev. Lett. 50, 743 (1983)
45. W.L. McMillan, Phys. Rev. B24, 2739 (1981)
46. P.A. Lee, Phys. Rev. B26, 5882 (1982)
47. G.S. Grest und P.A. Lee, Phys. Rev. Lett. 50, 693 (1983)
48. G.A. Thomas, Y. Ootuka, S. Kobayashi und W. Sasaki, Phys. Rev. B24, 4886 (1981)
49. N.F. Mott und M. Kaveh, Adv. Phys. 34, 329 (1985)
50. S. Hikami, Phys. Rev. B24, 2671 (1981); S. Hikami, A.I. Larkin und Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. 63, 707 (1980)
51. G.A. Thomas, Y. Ootuka, S. Katsumoto, S. Kobayashi und W. Sasaki, Phys. Rev. B25, 4288 (1982)
52. T.F. Rosenbaum, K. Andres, G.A. Thomas und R.N. Bhatt, Phys. Rev. Lett. 45, 1793 (1980); G.A. Thomas, J. Phys. Chem. 88, 3749 (1983)
53. D.J. Bishop, R.C. Dynes und E.G. Spencer, Proc. Int. Conf. on Localization, Interaction and Transport Phenomena, Hrsg. B. Kramer, G. Bergmann und Y. Bruynseraede (Springer, Berlin 1984)
54. G.A. Thomas, Physica B117, 81 (1983)
55. M. Yamaguchi, N. Nishida, T. Furubayashi, K. Morigaki, H. Ishimoto und K. Ono, Physica B118, 694 (1983)
56. P.F. Newman und D.F. Holcomb, Phys. Rev. Lett. 51, 2144 (1983)
57. Y. Isawa, T. Fukase, S. Ishida, Y. Koike, Y. Takeuti, und N. Mikoshiba, Phys. Rev. B25, 5570 (1982); S. Morita, N. Mikoshiba, Y. Koike, T. Fukase, M. Kitagawa und

- S. Ishida, Proc. Int. Conf. Localization, Interaction and Transport Phenomena, Hrsg. B. Kramer, G. Bergmann und Y. Bruynseraede (Springer, Berlin 1984)
58. A.P. Long und M. Pepper, Solid State Electron. 28, 216 (1985)
59. T. Yoshizumi und T. Geballe, Solid State Electron. 28, 42 (1985)
60. M. Burns, G.A. Thomas, P. Hopkins und R.M. Westervelt, wird veröffentlicht (1987)
61. R. Ludwig und H. Micklitz, Solid State Commun. 50, 861 (1984)
62. A.T. Fiore und A.F. Hebard, Phys. Rev. Lett. 52, 2057 (1984)
63. S. Washburn, R.A. Webb, S. von Molnar, F. Holtzberg, J. Flouquet und G. Remenyi, Phys. Rev. B30, 6223 (1985)
64. R. Mansfield, M. Abdul-Gader und P. Fozooni, Solid State Electron. 28, 120 (1985)
65. R. Ludwig, F.S. Razavi und H. Micklitz, Solid State Commun. 39, 363 (1981)
66. R. Ludwig, Dissertation, Bochum 1984
67. D.J. Thouless, Phys. Rev. Lett. 39, 1167 (1977)
68. B.L. Altshuler und A.G. Aronov, Sov. Phys. JETP Lett. 30, 514 (1979)
69. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin und P.A. Lee, Phys. Rev. B22, 5142 (1980)
70. G. Bergmann, Phys. Rev. B25, 2937 (1982)
71. A. Kawabata, Solid State Commun. 34, 431 (1980); J. Phys. Soc. Japan 49, 628 (1980)
72. A. Kawabata, J. Phys. Soc. Japan 50, 2461 (1981)
73. P.A. Lee und T.V. Ramakrishnan, Phys. Rev. B26, 4009 (1982)
74. A.J. Millis und P.A. Lee, Phys. Rev. B30, 6170 (1984)
75. G. Bergmann, Phys. Rep. 101, 1 (1984)
76. A.A. Abrikosov und C.P. Gorkov, Sov. Phys. JETP 15, 752 (1962)
77. H. Fukuyama, H. Ebisawa und S. Maekawa, J. Phys. Soc. Japan 53, 1919 (1984)

78. B. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 48, 823 (1982)
79. G. Deutscher, in "Future Trends in Superconductive Electronics"(Charlottesville, 1978), Hrsg. B.S. Deaver, M. Falco, J.H. Harris und S.A. Wolf, AIP Conf. Proc. Nr. 44 (AIP, New York, 1979), S. 397
80. K. Epstein, A.M. Goldman und A.M. Kadin, Phys. Rev B27, 6685 (1983); K. Epstein, E.D. Dahlberg und A.M. Goldman, Phys. Rev. Lett. 43, 1889 (1979)
81. H. Bülow und W. Buckel, Z. Phys. 145, 141 (1954)
82. W. Buckel, Z. Physik 138, 136 (1954)
83. H. Scher und R. Zallen, J. Chem. Phys. 53, 3759 (1970)
84. M.J. Powell, Phys. Rev. B20, 4194 (1979)
85. R.R. Law, Rev. Sci. Instr. 19, 920 (1948)
86. G. Sauerbrei, Z. Phys. 155, 206 (1959)
87. J.R. Drabble, M.M. Kaila und H.J. Goldsmid, J. Phys. D, Appl. Phys. 8, 790 (1975)
88. R. Jaggi, The Galvanomagnetic and Thermomagnetic Tranverse Effects in "Zahlenwerte und Funktionen", Hrsg. K.H. Hellwege und A.M. Hellwege (Berlin, 1959), S, 161
89. J.E. Alderson, T. Farrel und C.M. Hurd, Phys. Rev. 174, 729 (1968)
90. H.H. Wieder, Materials Science Monographs, Vol. 2 Laboratory Notes on Electrical and Galvanomagnetic Measurements,(Elsevier, New York, 1979)
91. R.L. Petritz, Phys. Rev. 110, 1254 (1958)
92. W. Rühl, Z. Phys. 138, 121 (1954)
93. W. Buckel und R. Hilsch, Z. Phys. 131, 420 (1952)
94. H. von Löhneysen, private Mitteilungen (1987)
95. D.J. Bergman und D. Stroud, Phys. Rev. B32, 6097 (1985)
96. D.J. Bergmann, private Mitteilungen (1987)
97. W. Buckel und R. Hilsch, Z. Phys. 138, 109 (1954)
98. W. Buckel, Z. Phys. 154, 474 (1959)
99. G. Bergmann, Z. Phys. 255, 76 (1972)
100. F.P. Chester und G.O. Jones, Phil. Mag. 44, 1281 (1953)
101. J.H. Mooij, Phys. Status Solidi (a)17, 521 (1973)
102. Y. Koike, M. Okamura und T. Fukase, J. Phys. Soc.

- Japan 52, 1115 (1983)
103. N.F. Mott und E.A. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, (Oxford, 1971)
 104. H. von Löhneysen, wird veröffentlicht (1987)
 105. P.W. Anderson in "Localization, Interaction and Transport Phenomena", Hrsg. B. Kramer, G. Bergmann und Y. Bruynseraede, (Springer, Berlin, 1985), S. 12

An dieser Stelle sei Herrn Prof. Dr. H. Micklitz ganz herzlich gedankt für die interessante Themenstellung und seine ständige Bereitschaft zur Unterstützung dieser Arbeit durch viele hilfreiche Diskussionen.

Bei den Mitarbeitern der Werkstätten des Instituts möchte ich mich bedanken für die Hilfestellung bei apparativen Schwierigkeiten.

Lebenslauf

Name	Magnus Rohde geb. 6.8.1957 in Castrop-Rauxel
Familienstand	verheiratet, ein Kind
Ehefrau	Ulrike Rohde, geb. Wahle
Kind	Albert Julian
1964	Einschulung in Bochum
1977	Abitur am Gymnasium am Ostring in Bochum Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1984	Abschluß des Studiums mit dem akademischen Grad des Dipl. Physikers Thema der Diplomarbeit: Mößbauerunter- suchungen mit der 6.2 keV-Resonanz von ^{181}Ta in Rhenium als Funktion der Tempe- ratur und an Ladungsdichtewellen in 2H-TaSe_2 Beginn der Doktorarbeit am Insitut für Experimentalphysik IV bei Herrn Prof. Dr. Micklitz Thema der Arbeit: Hall-Effekt Messungen in Metall-Edelgas Mischungen am Metall-Isolator Übergang.

D. GRÄBNER
Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3
8602 Altendorf bei Bamberg
Telefon 09545 / 8791

